



TAMPEREEN TEKNILLINEN YLIOPISTO
TAMPERE UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

JAAKKO ORMISKANGAS
SUOLASULAN PUMPPAUS KAASU-NESTESUIHKUPUMPULLA

Diplomityö

Tarkastaja: professori Reijo Karvinen
Tarkastaja ja aihe hyväksytty
Teknisten tieteiden tiedekuntaneuvoston kokouksessa 13. tammikuuta
2016

TIIVISTELMÄ

JAAKKO ORMISKANGAS: Suolasulan pumppaus kaasu-nestesuihkupumpulla
Tampereen teknillinen yliopisto
Diplomityö, 63 sivua, 3 liitesivua
Marraskuu 2016
Automaatiotekniikan diplomi-insinöörin tutkinto-ohjelma
Pääaine: Virtaustekniikka
Tarkastaja: professori Reijo Karvinen

Avainsanat: kaasu-nestesuihkupumppu, äänennopeus, lämmönsiirto, Laval-suutin, tiivistysisku, kaasudynamiikka, Fanno-virtaus, 1-dimensioinen kokoonpuristuva virtaus, monifaasivirtaus, iterointi

Työssä kehitettiin kaasu-nestesuihkupumppua suolasulan pumppaukseen, jossa kaasuna on paineilma. Aiemmat tutkimukset kirjallisuudessa ovat keskittyneet kaasu-nestesuihkupumpun tutkimiseen numeerisesti tai semi-empirisesti. Tässä työssä esitetään kaasu-nestesuihkupumpun toiminnan ymmärtämiseksi analyttiset 1-dimensioiset liikemääräyhtälöt. Työn yleinen malli jättää sekoittumista kuvaavan parametrin kokeista määritettäväksi. Esitettyjä yleisiä liikemääräyhtälöitä validoitiin suihkupumpulla tehdyissä vesikokeissa. Tehdyt vesikokeet olivat adiabaattisia, koska stagnaatiolämpötiloissa ei ollut eroa paineilman ja veden välillä. Näissä kokeissa paineilma saavutti äänennopeuden paineilmaputken lopussa, jossa stagnaatiopaineet olivat 2,39 - 4,1 bar. Tehtyjen mittausten perusteella voitiin olettaa sekoitusosassa sekoittumattomat virtaukset. Lisäksi mittausten perusteella kehitettiin sovitteet ilmasuihkun nopeusprofiilin kehittymisestä ja kitkapainehäviöiden laskennasta sekoitusosassa. Kun kaikkia edellä kerrottuja oletuksia käytettiin, mittaukset vastasivat mallin antamia tuloksia melko hyvin nostokorkeuksilla alle 0,5 m. Nostokorkeuksien kasvaessa mittaukset antoivat suurempia tuloksia kuin malli. Malli on hyödyllinen sulasuihkupumpun optimoinnissa, kunhan faasien välinen lämmönsiirto sekoitusosassa huomioidaan.

Suihkupumpun toiminnan parantamiseksi paineilmaa voidaan lämmittää virtaavalla suolasulalla. Paineilmaputkeen tulevan lämmönsiirron osalta esitetään yleisimmät yhtälöt stationääritilassa. Lämmönsiirtoyhtälöitä yksinkertaistettiin sovelluksen kannalta käyttökelpoisiksi, jotta niitä voitiin käyttää suunnittelussa insinöörintarkkuudella. Lisäksi esitetään kirjallisuudesta löytyvät kaasudynamiikkaan liittyvät yhtälöt. Sulasuihkupumpun paineilmaputken virtauksen selvittämiseksi esitettiin laskenta-algoritmi. Tämä jäi työssä validoimatta, mutta mahdolliset keinot tämän tekemiseksi kerrottiin.

Jatkossa esitettyjen liikemääräyhtälöiden sopivuutta tulisi kokeilla nesteille, joiden aineominaisuudet ovat mahdollisimman lähellä suolasulaa. Lisäksi tulisi tehdä uusia lämmönsiirrolisia kokeita, joissa paineilman ja nesteen välisen lämmönsiirron vaikutus sekoitusosassa tulee huomioitua. Paineilmaputkeen tulevan lämmönsiirron laskenta tulisi laajentaa aikariippuvaksi faasinmuutoslämmön ja jähmettyneen kerroksen kylmeneminen huomioiden. Lisäksi tulisi kehittää pakotetun ja luonnollisen konvektion kytkettyä lämmönsiirron laskentaa pienillä suolasulan tilavuusvirroilla.

ABSTRACT

JAAKKO ORMISKANGAS: A gas-liquid jet pump for pumping of molten salt

Tampere University of Technology

Master of Science Thesis, 63 pages, 3 Appendix pages

November 2016

Master's Degree Programme in Automation Engineering

Major: Fluid Dynamics

Examiner: Professor Reijo Karvinen

Keywords: gas-liquid jet pump, sonic speed, heat transfer, Laval nozzle, shock wave, gas dynamics, Fanno flow, 1-D compressible flow, multiphase flow, iteration

A gas-liquid jet pump was investigated for pumping molten salt with pressurized air as a working fluid. The previous gas-liquid jet pump studies have been based on numerical or semi-experimental methods. The thesis presents analytical one-dimensional momentum equations for the gas-liquid jet pump. The general model leaves the level of mixing between fluids undefined. The momentum equations presented were validated with water experiments. In the experiments, the pressurized air reached sonic speed with stagnation pressures 2,39 - 4,1 bar at the end of the pressurized air tube before flowing to the mixing section. The water experiments were adiabatic because there was no difference in the stagnation temperatures between fluids. Based on the measurements, no mixing was assumed between the fluids. Also based on the measurements, numerical fits for the development of the air jet velocity profile and the friction calculation in the mixing section were presented. When all assumptions were taken into account, the measurements were in good agreement with the model when the pressure head was less than 0,5 meters. In higher pressure heads, however, the pumped water flows that were measured turned out to be greater than what was predicted by the model. The model can be used for optimizing the molten salt jet pump provided that heat transfer between the fluids in the mixing section is taken into account.

The molten salt can be used to warm the pressurized air. The thesis presents the most common types of heat transfer cases between the pressurized air flowing in the tube and the molten salt in stationary situations. Gas dynamics equations were also presented for calculating the pressurized air flow. These results were not validated but possible methods were proposed.

More research is required to improve the performance of the molten salt jet pump. The momentum equations presented should be validated with liquids resembling molten salt better than water. Further experimental work is needed with temperature differences between fluids to gather information about temperature difference effects in the mixing section. Further work needs to be done to improve coupled heat transfer calculations with both forced and natural convection. Also, heat transfer calculations between the molten salt and the pressurized air tube could be extended for time variant cases.

ALKUSANAT

Haluan kiittää kaikkia, jotka ovat kannustaneet ja motivoineet työn tekemiseen. Erityiskiitokset professori Reijo Karviselle työn ohjaamisesta sekä Timo Karjuselle, Jussi Lähteelle ja Jussi Vänskälle yhteistyöstä.

Tampereella, 23.11.2016

Jaakko Ormiskangas

SISÄLLYSLUETTELO

1.	JOHDANTO	1
2.	KAASU-NESTESUIHKUPUMPUN TOIMINTAA HALLITSEVAT YHTÄLÖT	4
2.1	Liikemääräyhtälö sekoitusosassa.....	4
2.2	Nestekalvon paksuus sekoitusosassa täysin kehittyneessä ja sekoittumattomassa virtauksessa	9
2.3	Kitkapainehäviöt suihkupumpussa	11
2.3.1	Kitkapainehäviöt imuputkessa.....	11
2.3.2	Kitkapainehäviöt sekoitusosassa.....	13
3.	KAASU-NESTESUIHKUPUMPUN MITTAUKSET JA MALLIIN KEHITETYT SOVITTEET.....	16
3.1	Mittausjärjestelyt	16
3.2	Mittausten perusteella kehitetyt sovitteet.....	18
3.2.1	Kitkapainehäviöiden laskenta.....	18
3.2.2	Ilmasuihkun virtauksen kehittymisen laskenta sekoitusosassa	19
3.3	Mittaukset ja mallin antamat tulokset.....	21
4.	LÄMMÖNSIIRTO SUOLASULASTA PAINEILMAAN.....	33
4.1	Yleiset lämmönsiirtoyhtälöt suolasulasta paineilmaan.....	33
4.1.1	Pakotettu konvektio suolasulan imuputkessa	36
4.1.2	Luonnollinen konvektio suolasulan imuputkessa	38
4.1.3	Luonnollinen konvektio vaakatasossa olevaan putkeen	39
4.2	Lämmönsiirtotulosten laskenta eri suihkupumpun geometrioilla ja suolasulavirtauksilla.....	40
5.	PAINEILMAVIRTAUSTA HALLITSEVAT YHTÄLÖT	44
5.1	Sisäpuolisen paineilmavirtauksen yhtälöt.....	44
5.1.1	Yhtälöt isentrooppisessa virtauksessa	44
5.1.2	Paineilman massavirta.....	46
5.1.3	Paineilman virtauskentän yhtälöt lämmönsiirto ja seinämäkitka huomioiden vakiopoikkipintaisessa putkessa.....	47
5.1.4	Adiabaattinen ja häviöllinen virtaus vakiopoikkipintaisessa putkessa	49
5.1.5	Tiivistysisku poikkipinnassa	49
5.2	Paineilmavirtaus suuttimesta tai Laval-suuttimesta ympäristöön	50
6.	PAINEILMAVIRTAUKSEN LASKENTA SULASUIHKUPUMPUSSA.....	54
6.1	Laskenta-algoritmi.....	55
6.2	Paineilman laskentatulosten validointi	58
7.	JATKOKEHITYS.....	59
8.	YHTEENVETO.....	62
	LÄHTEET.....	64

LIITE A: KUVIA KOKEISSA KÄYTETYSTÄ KAASU-NESTESUIHKUPUMPUSTA

LIITE B: SUOLASULAN AINEOMINAISUUDET

KUVALUETTELO

<i>Kuva 2.1. Aksiaalisymmetrinen kaasu-nestesuihkupumppu ilmavirtauksella.....</i>	<i>4</i>
<i>Kuva 2.2. Virtaus kaasu-nestesuihkupumpun sekoitusosassa.....</i>	<i>5</i>
<i>Kuva 3.1. Kokeissa käytetyn kaasu-nestesuihkupumpun periaatekuva akryyliputken sisähalkaisijalla 50 mm. Imuputken sisähalkaisija on 74 mm. Akryyliputken sisähalkaisijalla 74 mm sovitetta ei ollut.....</i>	<i>17</i>
<i>Kuva 3.2. Sekoittumattomien virtausten oletus. Virtaukset etenevät toisista erillään.</i>	<i>18</i>
<i>Kuva 3.3. Paineennousu sekoitusosassa.....</i>	<i>22</i>
<i>Kuva 3.4. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D. Sekoitusosan sisähalkaisija on 74 mm ja paineilman massavirta on 0,148 kg/s.</i>	<i>23</i>
<i>Kuva 3.5. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D. Sekoitusosan sisähalkaisija on 74 mm ja paineilman massavirta on 0,127 kg/s.</i>	<i>24</i>
<i>Kuva 3.6. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D. Sekoitusosan sisähalkaisija on 74 mm ja paineilman massavirta on 0,162 kg/s.</i>	<i>25</i>
<i>Kuva 3.7. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D. Sekoitusosan sisähalkaisija on 74 mm ja paineilman massavirta on 0,132 kg/s.</i>	<i>26</i>
<i>Kuva 3.8. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D. Sekoitusosan sisähalkaisija on 50 mm ja paineilman massavirta 0,148 kg/s.</i>	<i>27</i>
<i>Kuva 3.9. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D. Sekoitusosan sisähalkaisija on 50 mm ja paineilman massavirta 0,127 kg/s.</i>	<i>28</i>
<i>Kuva 3.10. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D. Sekoitusosan sisähalkaisija on 50 mm paineilman massavirta on 0,162 kg/s.....</i>	<i>29</i>
<i>Kuva 3.11. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D. Sekoitusosan sisähalkaisija on 50 mm ja paineilman massavirta on 0,132 kg/s.</i>	<i>30</i>

<i>Kuva 4.1. Lämmönsiirto suolasulasta paineilmaputkeen jähmettymisen kanssa suolasulan imuputken sisällä ja sulapinnan alla. Katkoviiva esittää paineilmaputken keskiakselia.</i>	<i>34</i>
<i>Kuva 5.1. Staattisten paineiden kehitys Laval-suuttimessa eri ympäristön paineilla p_b.</i>	<i>52</i>
<i>Kuva 6.1. Yksinkertaistettu kuvaus sulasuihkupumpun paineilmavirtauksesta.</i>	<i>54</i>
<i>Kuva 6.2. Lämmönsiirrollisen alueen laskenta.</i>	<i>57</i>

LYHENTEET JA MERKINNÄT

CFD	virtausten numeerinen laskenta (Computational Fluid Dynamics)
A	virtauksen poikkipinta-ala
A^*	virtauksen poikkipinta äänennopeudellisessa virtauksessa
A_e	Laval-suuttimen ulostuloaukon poikkipinta-ala
A_i	imuputken poikkipinta-ala
$A_{g,1}$	kaasusuihkun poikkipinta-ala sekoitusosan alussa
$A_{g,2}$	kaasusuihkun poikkipinta-ala sekoitusosan lopussa
$A_{l,1}$	nestevirtauksen poikkipinta-ala sekoitusosan alussa
$A_{l,2}$	nestekalvon poikkipinta-ala sekoitusosan lopussa
A_r	kaasusuihkun ja nestekalvon välinen pinta-ala sekoitusosassa
A_s	sekoitusosan poikkipinta-ala
a	sovitekerroin
b	sovitekerroin
c	äänennopeus
c_p	ominaislämpökapasiteetti
D	sekoitusosan halkaisija
D_{ip}	imuputken halkaisija
D_0	ilmasuihkun halkaisija äänennopeudellisessa virtauksessa ilmanpaineessa 1,013 bar
D_h	virtauksen hydraulinen halkaisija
$D_{h,imuputki}$	nesteen imuputken hydraulinen halkaisija
D_{st}	ilmasuihkun halkaisija sekoittumattomissa virtauksissa
d_2	sisemmän sylinterin ulkohalkaisija sisäkkäisten sylintereiden virtauksessa, jähmettyneen kerroksen ulkohalkaisija
dT	differentiaalinen muutos lämpötilassa
dx	differentiaalinen etäisyyden muutos virtauskentässä
g	Maan vetovoiman kiihtyvyys
h_i	paineilman konvektiivinen lämmönsiirtokerroin
h_{iu}	paineilman konvektiivinen lämmönsiirtokerroin määriteltynä paineilmapiutken ulkoseinältä
h_s	konvektiivinen lämmönsiirtokerroin suolasulasta jähmettyneen kerroksen ulkopintaan tai paineilmapiutkeen
K	ilmasuihkun paisumista sekoitusosassa kuvaava kerroin
k	lämmönjohtavuus
k_s	putken absoluuttinen karheus
$k_{eff,sula}$	suolasulan efektiivinen lämmönjohtavuus sisäkkäisten sylintereiden sisällä
$k_{jähm}$	jähmettyneen suolasulan lämmönjohtavuus
k_{sula}	suolasulan lämmönjohtavuus
l	ilmaputken pituus
L	sekoitusosan pituus
$L_{ekv,imuputki}$	nesteen imuputken ekvivalentti pituus
$L_{imuputki}$	nesteen imuputken pituus
$L_{lämmitys}$	lämmitysmatkan pituus
\dot{m}_g	kaasun massavirta

\dot{m}_l	nesteen massavirta
M	Machin luku
M_m	moolimassa
Nu	Nusseltin luku
p	staattinen paine
p_b	ympäristön paine
$p_{ilmanpaine}$	ilmanpaine 1,013 bar
$p_{s,0}$	nestepinnan staattinen paine vähennettynä staattisesta nostokorkeudesta tulevalla nostevoimalla
p_0	stagnaatiopaine
p_1	staattinen paine sekoitusosan alussa
p_2	staattinen paine sekoitusosan lopussa
P	perimetri
Pr	Prandtlin luku
Q	siirretty lämpöteho
Q_g	kaasun tilavuusvirta
Q_l	nesteen tilavuusvirta
Q_{sula}	suolasulan tilavuusvirta
R	virtaavan aineen moolimassasta riippuva kaasuvakio
r_{1u}	ilmaputken ulkosäde
r_2	jähmettyneen kerroksen ulkosäde
Ra	Rayleigh'n luku
R_u	yleinen kaasuvakio 8,3145 J/(mol*K)
Re	Reynoldsin luku
T	lämpötila
T_i	paineilman stagnaatiolämpötila
T_{kuona}	suolasulan jähmettymislämpötila
T_p	ilmaputken lämpötila
T_{sula}	suolasulan lämpötila
T_0	stagnaatiolämpötila
V	virtauksen keskinopeus poikkipinnan yli
$V_{g,1}$	kaasun massavirtapainotettu keskinopeus sekoitusosan alussa
$V_{g,2}$	kaasun massavirtapainotettu keskinopeus sekoitusosan lopussa
$V_{g,täyd,st}$	keskimääräinen kaasusuihkun nopeus täysin kehittyneessä ja sekoittumattomassa virtauksessa
V_e	nopeus Laval-suuttimen ulostuloaukossa
$V_{l,1}$	nesteen massavirtapainotettu keskinopeus sekoitusosan alussa
$V_{l,2}$	nesteen massavirtapainotettu keskinopeus nestekalvossa sekoitusosan lopussa
$V_{p,1}$	nestepisaroiden keskimääräinen nopeus kaasusuihkuun tullessa
$V_{p,2}$	nestepisaroiden keskimääräinen nopeus kaasusuihkussa sekoitusosan lopussa
V_{rajap}	nestekalvon ja kaasusuihkun yhteinen nopeus rajapinnassa sekoittumattomissa virtauksissa
Δh	korkeusero nestepinnan ja sekoitusosan alun välillä
Δp	painehäviö
Δp_{ilma}	painehäviö sekoitusosassa puhtaassa ilmasuihkun virtauksessa

$\Delta p_{imuputki}$	painehäviö nesteen imuputkessa
$\Delta p_{kitka,sekoitusosa}$	painehäviö sekoitusosassa
Δp_{seos}	painehäviö sekoitusosassa homogeenisen seoksen virtauksessa
α	terminen diffusiviteetti
β	Rayleigh'n luvussa esiintyvä tilavuuden lämpölaajenemiskerroin
γ	kaasun adiabaattivakio
δ	kaasusuihkun halkaisija suhteessa sekoitusosan halkaisijaan
ζ	kertavastushäviö
$\sum \zeta$	kertavastushäviöiden summa
λ	nesteen kaasusuihkuun sekoittunut osuus
μ	dynaaminen viskositeetti
μ_l	nesteen dynaaminen viskositeetti
μ_{sula}	suolasulan dynaaminen viskositeetti
ν	kinemaattinen viskositeetti
ν_l	nesteen kinemaattinen viskositeetti
ξ	Darcy kitkakerroin
ξ_g	Darcy kitkakerroin kaasusuihkulle sekoitusosassa
ξ_{neste}	Darcy kitkakerroin nesteen imuputkessa
ξ_{seos}	Darcy kitkakerroin homogeeniselle seokselle sekoitusosassa
ρ	tiheys
ρ_g	kaasun tiheys
ρ_l	nesteen tiheys
ρ_{seos}	homogeenisen seoksen tiheys
ρ_{sula}	suolasulan tiheys
$\bar{\tau}_r$	keskimääräinen leikkausjännitys kaasusuihkun ja nestekalvon rajapinnassa
τ_s	leikkausjännitys
$\bar{\tau}_s$	keskimääräinen leikkausjännitys sekoitusosan seinällä
$\phi_{g,1}$	kaasun tilavuusosuus sekoitusosan alussa
$\phi_{g,2}$	kaasun tilavuusosuus sekoitusosan lopussa

1. JOHDANTO

Suihkupumppuja käytetään tavallisesti hankalissa olosuhteissa esimerkiksi öljy-, kaasuja ja prosessiteollisuudessa sekä jäähdytystekniikassa. Ne eivät sisällä liikkuvia osia ja ovat hyvin toimintavarmoja, joten huoltoja ei niinkään tarvita. Suurimpana haittapuolena on huono hyötysuhde. Suihkupumppu toimii työnesteen, -kaasun tai seoksen avulla, joka virtaa paine-eron ansiosta suihkupumpun sekoitusosaan. Tämän ansiosta pumpattava virtaus imeytyy myös suihkupumpun sekoitusosaan, jossa virtaukset vaihtavat liikemäärää ja mahdollisesti lämpöä. Sekoitusosan jälkeen on vielä tavallisesti diffuusori, jossa virtausta hidastamalla liike-energiaa muutetaan paineeksi.

Suihkupumppujen tutkimus voidaan karkeasti jakaa kahteen eri lähestymistapaan kokeellisen työn lisäksi, joista perinteinen tapa on tutkia suihkupumppuja analyttisten yhtälöiden avulla. Näissä tutkimuksissa fluidit poistuvat tavallisesti samalla nopeudella suihkupumpusta. Vaihtoehtoisesti suihkupumppuja voidaan tutkia virtausten numeerisen laskennan (CFD) avulla. Laaja kuvaus erilaisten suihkupumppujen tutkimuksesta on esitetty (He et al. 2009), jossa käsitellään sekä analyttisiä että numeerisia malleja.

Kaasu-nestesuihkupumppuja ilman pumpattavan nesteen faasinmuutosta on kehitetty vähiten kaikista suihkupumpun tyypeistä. Joitakin tutkimuksia on tehty numeerisen laskennan avulla, joissa kaasu virtasi Laval-suuttimesta (Li & Li 2011; Li et al. 2012). Näissä tutkimuksissa mittaukset vastasivat numeerisia laskentoja useimmiten 25 prosentin tarkkuudella. Tutkimusten mukaan optimaalinen sekoitusosan pituus suhteessa sekoitusosan halkaisijaan on hyvin lyhyt $L/D=1 - 2$. Tämä tulos johtui luultavasti käytetyn kaasun suuresta painetasosta ja määrästä suhteessa nostokorkeuteen. Jälkimmäisessä tutkimuksessa ehdotettiin optimaalisen sekoitusosan pituuden olevan vähän pitempi kuin pituus, jossa tiivistysiskut ovat loppuneet.

Kaasu-nestesuihkupumpulle on kehitetty myös semi-empiirisiä malleja (Balamurugan et al. 2006; Balamurugan et al. 2007; Balamurugan et al. 2008), joissa ilma tuli aliääninopeudella suihkupumppuun. Näissä tutkimuksissa suihkupumppu oli pystysuorassa, ja virtaus eteni ylöspäin. Samalla tutkittiin kaasun ja nesteen tilavuusosuuksia virtauksessa. Viimeisimmässä tutkimuksessa esitettiin korrelaatio, joka ilmaisee nestepisaroiden halkaisijan ilmasuihkuvirtauksessa ilmasuihkun nopeuden funktiona. Aliäänivirtauksen on huomattu aiheuttavan ongelmia kaasu-nestesuihkupumpussa reaktiollisissa virtauksissa (Avery & Faeth 1975).

Semi-empiiriset tutkimukset voivat olla hyvin riippuvaisia suihkupumpun toimintapistteestä ja geometriasta. Toisaalta suorat numeeriset laskennat ovat laskennallisesti raskaita

1-dimensioisiin yhtälöihin nähden. Lisäksi numeerisen laskennan tutkimuksista on hankala nähdä suoraan kaikkien pumppaukseen vaikuttavien suureiden vaikutusta kuten analyttisistä yhtälöistä. Edellä mainittujen ongelmien vuoksi työssä johdetaan analyttiset 1-dimensioiset liikemääräyhtälöt kaasunestesuihkupumpulle, joissa sekoittumista kuvaava parametri jätetään kokeista määritettäväksi. Yksidimensioisia liikemääräyhtälöitä validoidaan kaasunestesuihkupumpulle tehtävissä vesikokeissa. Mallia voidaan käyttää hyväksi sulasuikupumpun optimoinnissa. Työssä oletetaan suolasulan käyttäytyvän kuin newtoninen neste.

Suolasulan pumppaukseen käytetään tavallisesti paineilmaa. Suolasulan lämpötila on pumpatessa n. $800 - 900\text{ }^{\circ}\text{C}$ ja suolasulan jähmettymislämpötila on $760 \pm 10\text{ }^{\circ}\text{C}$. Paineilma on tavallisesti huoneenlämpöistä lähtiessään paineilmasäiliöstä. Lämpötilaero paineilman ja suolasulan välillä aiheuttaa useita ongelmia pumppaamisessa. Paineilmaputken ympärille muodostuu useissa tapauksissa jähmettynyt kerros suolasulaa. Sekoitusosassa jähmettymiseen vaikuttaa lähinnä kokonaislämmönsiirto suolasulasta paineilmaan ja suolasulan massavirta sekä lämpötila. Jähmettyneen kerroksen paksuus voidaan laskea paineilmaputken matkalta, mutta jähmettymistä tämän jälkeen on hankala arvioida. Ilmasuihkun sekoitusosassa luovuttama liikemäärä vähenee suolasulasta paineilmaan tapahtuvan lämmönsiirron vuoksi, joka johtaa heikentyneeseen pumppaukseen.

Lämpötilaeroista seuraavien ongelmien vähentämiseksi paineilmaa voidaan lämmittää ennen sekoitusosaa. Lämmönsiirto paineilmaan on suurimmillaan, kun se tehdään virtaavasta suolasulasta. Haittapuolena tämä kuitenkin laskee virtaavan suolasulan lämpötilaa lähemmäs jähmettymislämpötilaansa ja kasvattaa kitkapainehäviöitä suolasulalle. Paineilmalle ylimääräisestä lämmityksestä tulee joka tapauksessa kitkapainehäviöitä, jotka täytyy huomioida. Suurin etu paineilman lämmityksestä on, että suolasulasta paineilmaan tapahtuva lämmönsiirto vähenee sekoitusosassa. Samalla paineilman lämmityksen vuoksi virtauksen keskinopeus kasvaa, joten paineilman massavirran tarve vähenee. Tästä on erityistä etua tilanteissa, joissa paineilmantuotto on rajattu. Edellä kerrottujen ongelmien vuoksi sulasuikupumpun optimoimisessa myös lämmönsiirron ja kaasudynamiikan laskeminen on hyvin oleellista.

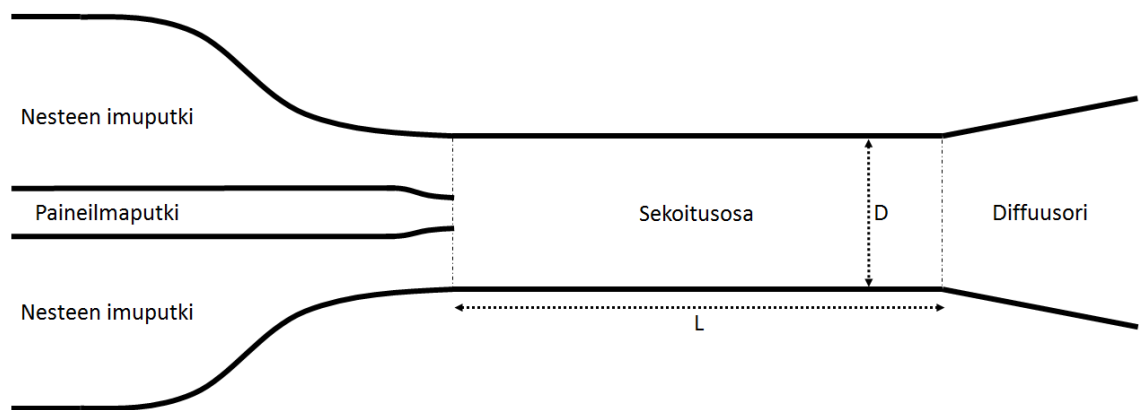
Aluksi työssä esitetään 1-dimensioiset liikemääräyhtälöt sekoitusosassa ja kitkapainehäviöiden yleinen laskenta imuputkessa ja homogeenisessa monifaasivirtauksessa kappaleessa 2. Kappaleessa 3 kerrotaan kaasunestesuihkupumpulla tehdyistä vesikokeista. Kokeissa vesi ja paineilma olivat huoneenlämpöisiä. Lisäksi kerrotaan kokeiden perusteella yleiseen liikemääräyhtälömalliin tehdyistä sovitteista sekoitusosan kitkapainehäviöiden ja ilmasuihkun nopeusprofiilin kehittymisen laskemiseksi. Nopeusprofiilin laskemisen ansiosta suikupumpun toiminta voidaan kuvata sekoitusosan pituuden funktiona. Lisäksi kokeista määritetään sekoitusosan alun keskinopeus, jolla ilmasuihku auttaa pumppaamisessa.

Kappaleessa 4 on esitetty yleisimmät lämmönsiirtoyhtälöt suolasulasta paineilmaan stationääritilassa. Kun paineilmaputki kulkee sulapinnan alapuolella kaukana suolasulavirtauksesta, hallitsee lämmönsiirtoa luonnollinen konvektio suolasulasta paineilmaan. Lisäksi kappaleessa 4 on esitetty lämmönsiirtotapaukset, joissa paineilmaputki kulkee suolasulan imuputken sisällä. Tällöin lämmönsiirtoa hallitsee joko luonnollinen konvektio sisäkkäisten sylintereiden sisällä tai pakotettu konvektio. Kaikissa lämmönsiirtoyhtälöissä on huomioitu paineilmaputken pinnalle mahdollisesti tuleva jähmettynyt kerros. Lopuksi kerrotaan, kuinka lämmönsiirtotulokset voidaan taulukoida toistuvien laskentojen helpottamiseksi eri suureiden funktiona, joita ovat paineilmaputken ulkosäde, paineilman stagnaatiolämpötila ja konvektiivinen lämmönsiirtokerroin, suolasulan tilavuusvirta ja lämpötila sekä lämmitysmatkan pituus.

Kappaleessa 5 esitetään paineilmapvirtausta hallitsevat analyyttiset yhtälöt 1-dimensiosena eri tapauksissa sisäpuolisessa virtauksessa. Näitä ovat isentrooppinen ja virtaus ja vakioPoikkipinnassa häviöllinen virtaus sekä adibaattisena että lämmönsiirron kanssa. Kappaleen loppupuolella kerrotaan paineilmapvirtauksesta ympäristöön. Kappaleessa 6 esitetään paineilmapvirtauksen laskenta sulasuikupumpussa kappaleessa 5 esitettyjen yhtälöiden avulla. Nämä laskennat vaativat paineilmaputken seinälämpötilojen tietämistä. Seinälämpötilat saadaan laskettujen lämmönsiirtotulosten perusteella kappaleesta 4, jotka vaativat suolasulan tilavuusvirran ja lämpötilan tietämistä. Näin ollen paineilmapvirtaus kytkeytyy suolasulavirtaukseen ja liikemääräyhtälöihin, joita esitettiin työn alkupuolella. Työn loppupuolella kappaleessa 7 esitetään jatkokehitysideat sulasuikupumpun kehittämiseksi ja kappaleessa 8 on yhteenveto.

2. KAASU-NESTESUIHKUPUMPUN TOIMINTAA HALLITSEVAT YHTÄLÖT

Kuva 2.1 esittää kaasu-nestesuihkupumpun ilmavirtauksella. Neste virtaa imuputkesta sekoitusosaan ja tavallisesti ilmasuihku tulee paineilmaputkesta keskeltä. Tässä tutkimuksessa oletetaan paineilmaputken loppuvan sekoitusosan alussa. Kavennus nesteen imuputken ja sekoitusosan välissä ei ole välttämätön.



Kuva 2.1. Aksiaalisymmetrinen kaasu-nestesuihkupumppu ilmavirtauksella.

2.1 Liikemääräyhtälö sekoitusosassa

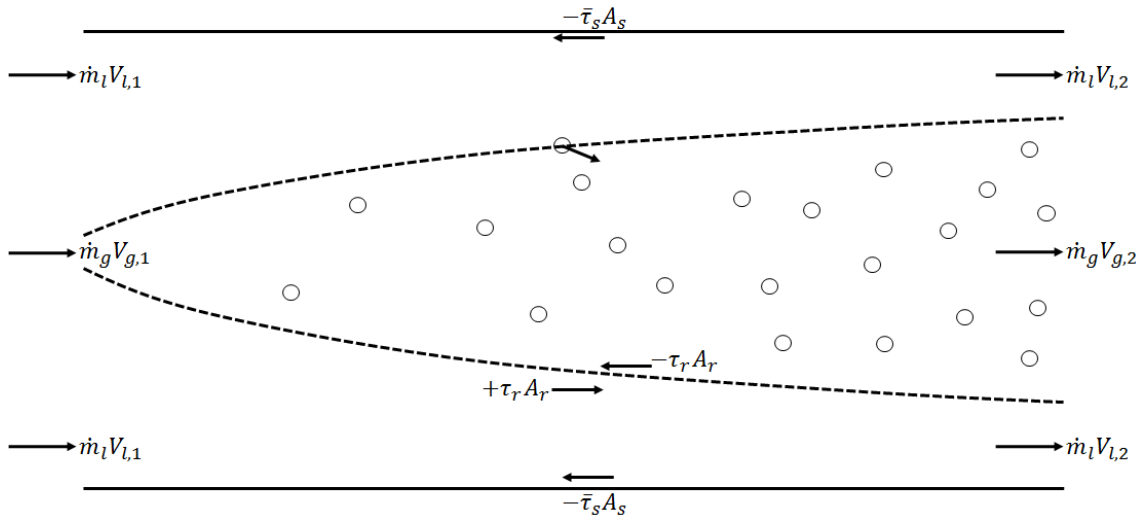
Johdetaan liikemääräyhtälö sekoitusosassa kahden alueen avulla, jotka kuvaavat kehittyvää rengasmaista virtausta sekoitusosassa. Sisempänä virtaa kaasusuihku, johon voi sekoittua nestepisaroita. Ulompana seinien lähellä virtaa nestekalvo. Kuva 2.2 esittää kaasu-nestesuihkupumpun sekoitusosaa ja kahta virtausaluetta. Kuvassa on esitetty alueihin kohdistuvat voimat. Sekoittumattomat ja täysin tai osittain sekoittuneet virtaukset voidaan kuvata esitetyllä tavalla samalla kertaa.

Keskellä virtaavalle ilmasuihkulle saadaan liikemääräyhtälöksi

$$(p_1 - p_2) \frac{A_{g,1} + A_{g,2}}{2} - \bar{\tau}_r A_r = \dot{m}_g V_{g,2} - \dot{m}_g V_{g,1} + \lambda \dot{m}_l (V_{p,2} - V_{p,1}) \quad (2.1)$$

jossa p_1 on staattinen paine sekoitusosan alussa, p_2 staattinen paine sekoitusosan lopussa, $A_{g,1}$ kaasusuihkun poikkipinta-ala sekoitusosan alussa, $A_{g,2}$ kaasusuihkun poikkipinta-

ala sekoitusosan lopussa, A_r kaasusuihkun ja nestekalvon välinen pinta-ala sekoitusosassa, \dot{m}_g kaasun massavirta, \dot{m}_l nesteen massavirta, $V_{g,1}$ kaasun massavirtapainotettu keskinopeus sekoitusosan alussa, $V_{g,2}$ kaasun massavirtapainotettu keskinopeus sekoitusosan lopussa, λ nesteen kaasusuihkuun sekoittunut osuus koko nesteen määrästä, $\bar{\tau}_r$ on keskimääräinen leikkausjännitys jolla kaasusuihku vaikuttaa nestekalvoon, $V_{p,1}$ nestepartikkeleiden keskimääräinen nopeus jolla ne tulevat kaasuvirtaukseen ja $V_{p,2}$ nestepartikkeleiden keskimääräinen nopeus kaasuvirtauksessa sekoitusosan lopussa. $V_{g,1}$ saattaa poiketa paineilmaputken lopussa olevasta nopeudesta kaasu-nestesuihkupumpussa. Asiasta on kerrottu enemmän kappaleissa 3 ja 5. Tuloksessa (2.1) oletetaan liikemääräyhtälöissä staattinen paine kaasusuihkussa sekoitusosan alussa yhtä suureksi kuin ympäröivässä nestevirtauksessa, vaikka tavallisesti näin ei välttämättä ole äänennopeudellisessa kaasusuihkussa. Samoin tuloksessa (2.1) pisaroille oletetaan keskimääräinen nopeus $V_{p,1}$, jolla ne tulevat ilmasuihkuun. Tämä nopeus oletetaan kaikille pisaroille samaksi.



Kuva 2.2. Virtaus kaasu-nestesuihkupumpun sekoitusosassa.

Seinien lähellä virtaavalle nestekalvolle saadaan liikemääräyhtälöksi

$$(p_1 - p_2) \frac{A_{l,1} + A_{l,2}}{2} + \bar{\tau}_r A_r - \bar{\tau}_s \pi L D = (1 - \lambda) \dot{m}_l V_{l,2} - \dot{m}_l V_{l,1} + \lambda \dot{m}_l V_{p,1} \quad (2.2)$$

jossa $A_{l,1}$ on nestevirtauksen poikkipinta-ala sekoitusosan alussa, $A_{l,2}$ nestekalvon poikkipinta-ala sekoitusosan lopussa, L sekoitusosan pituus, D sekoitusosan halkaisija, $\bar{\tau}_s$ keskimääräinen seinämän leikkausjännitys, $V_{l,1}$ nesteen massavirtapainotettu keskinopeus sekoitusosan alussa, $V_{l,2}$ nesteen massavirtapainotettu keskinopeus nestekalvossa sekoitusosan lopussa.

Merkitsemällä $\Delta p_{kitka,sekoitusosa} A_s = \bar{\tau}_s \pi L D$ ja yhdistämällä yhtälöt (2.1 - 2.2) saadaan liikemääräyhtälöksi sekoitusosassa

$$\begin{aligned} (p_1 - p_2 - \Delta p_{kitka,sekoitusosa}) A_s \\ = \dot{m}_g V_{g,2} - \dot{m}_g V_{g,1} + \lambda \dot{m}_l V_{p,2} + (1 - \lambda) \dot{m}_l V_{l,2} - \dot{m}_l V_{l,1} \end{aligned} \quad (2.3)$$

jossa $\Delta p_{kitka,sekoitusosa}$ on kitkapainehäviö sekoitusosassa ja A_s on sekoitusosan poikkipinta-ala. Täysin sekoittumattomissa virtauksissa on voimassa $\lambda = 0$.

Staattinen paine sekoitusosan alussa voidaan laskea

$$p_1 = p_{s,0} - \frac{\dot{m}_l^2}{2\rho_l(1 - \phi_{g,1})^2 A_s^2} - \frac{\dot{m}_l^2}{2\rho_l A_i^2} \xi_{neste} \frac{L_{imuputki}}{D_{h,imuputki}} - \frac{\dot{m}_l^2}{2\rho_l A_i^2} \sum \zeta \quad (2.4)$$

jossa $p_{s,0} = p_{ilmanpaine} - \rho_l g \Delta h$ on nestepinnan staattinen paine vähennettynä staattisesta nostokorkeudesta tulevalla nostevoimalla, $p_{ilmanpaine}$ ilmanpaine, ρ_l nesteen tiheys, $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ Maan vetovoiman kiihtyvyys, Δh korkeus-ero sekoitusosan alun ja nestepinnan välillä, A_i nesteen imuputken poikkipinta-ala, $D_{h,imuputki}$ nesteen imuputken hydraulinen halkaisija, $L_{imuputki}$ imuputken pituus, ξ_{neste} nesteen kitkakerroin imuputkessa, $\sum \zeta$ kertavastushäviöiden summa, $\phi_{g,1} = \frac{A_{g,1}}{A_s}$ kaasun tilavuusosuus sekoitusosan alussa, $(1 - \phi_{g,1})$ on nesteen tilavuusosuus sekoitusosan alussa. Oletetaan tässä työssä täksi tilavuusosuudeksi nesteen tilavuusosuus juuri ennen paineilmaputken loppua. Kertavastushäviöt voidaan myös ilmoittaa laskemalla ne ekvivalenttiin imuputken pituuteen $L_{ekv,imuputki} = L_{imuputki} + \sum \zeta \frac{D_{h,imuputki}}{\xi_{neste}}$.

Oletetaan nestevirtauksen tulevan turbulenttina sekoitusosaan, joten massavirtapainotettu keskinopeus on likimain sama kuin keskinopeus poikkipinnan yli. Laminaarissa virtauksessa massavirtapainotetut keskinopeudet poikkipinnan yli ovat pyöreässä putkessa 4/3 ja kanavavirtauksessa 6/5 suuremmat kuin keskinopeudet poikkipinnan yli.

Saadaan turbulentissa virtauksessa sekoitusosaan tulevalle nestevirtaukselle

$$\dot{m}_l V_{l,1} = \frac{\dot{m}_l^2}{\rho_l (1 - \phi_{g,1}) A_s} \quad (2.5)$$

ja sekoitusosasta poistuvalla nestekalvolle

$$(1 - \lambda)\dot{m}_l V_{l,2} = \frac{(1 - \lambda)\dot{m}_l^2}{\rho_l(1 - \phi_{g,2})A_s} \quad (2.6)$$

jossa $\phi_{g,2}$ on kaasun tilavuusosuus sekoitusosan lopussa ja $(1 - \phi_{g,2})$ on nestekalvon tilavuusosuus sekoitusosan lopussa. Oletetaan nestepisaroiden tilavuusosuus mitättömäksi kaasusuihkussa.

Olettamalla sekoittumattomat virtaukset ja sijoittamalla tulokset (2.4) ja (2.5) yhtälöön (2.3), saadaan

$$\begin{aligned} (p_{s,0} - p_2 - \Delta p_{kitka,sekoitusosa})A_s &= \dot{m}_g V_{g,2} - \dot{m}_g V_{g,1} \\ &- \frac{\dot{m}_l^2}{\rho_l A_s} \left(\frac{1}{2(1 - \phi_{g,1})} - \frac{1}{1 - \phi_{g,2}} - \frac{A_s^2}{2A_i^2} \xi_{neste} \frac{L_{ekv,imuputki}}{D_{h,imuputki}} \right) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Saadaan pumpatulle nesteen massavirralle \dot{m}_l sekoittumattomissa virtauksissa

$$\dot{m}_l = \sqrt{\rho_l} \sqrt{\frac{p_{s,0} - p_2 - \Delta p_{kitka,sekoitusosa} + \frac{\dot{m}_g}{A_s} (V_{g,1} - V_{g,2})}{\frac{1}{1 - \phi_{g,2}} - \frac{1}{2(1 - \phi_{g,1})} + \frac{A_s^2}{2A_i^2} \xi_{neste} \frac{L_{ekv,imuputki}}{D_{h,imuputki}}} A_s} \quad (2.8)$$

ja tilavuusvirralle Q_l

$$Q_l = \sqrt{\frac{p_{s,0} - p_2 - \Delta p_{kitka,sekoitusosa} + \frac{\dot{m}_g}{A_s} (V_{g,1} - V_{g,2})}{\frac{1}{1 - \phi_{g,2}} - \frac{1}{2(1 - \phi_{g,1})} + \frac{A_s^2}{2A_i^2} \xi_{neste} \frac{L_{ekv,imuputki}}{D_{h,imuputki}}} \frac{A_s}{\sqrt{\rho_l}}} \quad (2.9)$$

Jos diffuusoria ei ole, on voimassa $p_2 = p_{ilmanpaine}$. Sijoitetaan edelliseen tulokseen lisäksi $p_{s,0} = p_{ilmanpaine} - \rho_l g \Delta h$ ja saadaan

$$\begin{aligned}
Q_l &= \sqrt{\frac{-\rho_l g \Delta h - \Delta p_{kitka,sekoitusosa} + \frac{\dot{m}_g}{A_s} (V_{g,1} - V_{g,2})}{\frac{1}{1-\phi_{g,2}} - \frac{1}{2(1-\phi_{g,1})} + \frac{A_s^2}{2A_i^2} \xi_{neste} \frac{L_{ekv,imuputki}}{D_{h,imuputki}}} \frac{A_s}{\sqrt{\rho_l}}} \\
&= \sqrt{\frac{-g \Delta h - \frac{\Delta p_{kitka,sekoitusosa}}{\rho_l} + \frac{\dot{m}_g}{A_s \rho_l} (V_{g,1} - V_{g,2})}{\frac{1}{1-\phi_{g,2}} - \frac{1}{2(1-\phi_{g,1})} + \frac{A_s^2}{2A_i^2} \xi_{neste} \frac{L_{ekv,imuputki}}{D_{h,imuputki}}} A_s}
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Kaavat (2.8 - 2.10) ovat implisiittisiä, koska kitkapainehäviöt $\Delta p_{kitka,sekoitusosa}$ riippuvat nesteen tilavuusvirrasta Q_l . Lisäksi kaasusuihkun tilavuusosuus sekoitusosan lopussa $\phi_{g,2}$ ja kaasusuihkun massavirtapainotettu keskinopeus $V_{g,2}$ voivat riippua nesteen tilavuusvirrasta. Myös nopeusprofiilin kehittyminen vaikuttaa nopeuteen $V_{g,2}$. Kaasusuihkun nopeudesta sekoitusosan lopussa $V_{g,2}$ on kerrottu kokeiden perusteella kappaleessa 3. Edellä esitettyä mallia voidaan käyttää lämmönsiirrolisessa tapauksessa kunhan lämmönsiirtoon vaikuttavat parametrit lasketaan oikein.

Pumppaaminen on teoriassa mahdollista kunnes

$$\begin{aligned}
-\rho_l g \Delta h - \Delta p_{kitka,sekoitusosa} + \frac{\dot{m}_g}{A_s} (V_{g,1} - V_{g,2}) &\geq 0 \\
\Delta h &\leq \frac{-\Delta p_{kitka,sekoitusosa} + \frac{\dot{m}_g}{A_s} (V_{g,1} - V_{g,2})}{\rho_l g}
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Tulos (2.11) voi olla hyödyllinen yksinkertaiseen tarkasteluun pumppauksen mahdollisuudesta. Alaraja nopeudelle $V_{g,2}$ voidaan laskea ideaalikaasun tilayhtälöstä. Alaraja on sekoittumattomissa virtauksissa $V_{g,täyd,st}$, joka voidaan laskea

$$V_{g,2} \geq V_{g,täyd,st} = \frac{\dot{m}_g}{\rho_g A_{g,2}} = \frac{RT \dot{m}_g}{p_{ilmanpaine} \phi_{g,2} A_s} \tag{2.12}$$

jossa ρ_g on kaasun tiheys, T on virtauksen lämpötila, $R = \frac{R_u}{M_m}$ virtaavan aineen moolimassasta riippuva kaasuvakio, $R_u = 8,3145 \frac{J}{mol \cdot K}$ yleinen kaasuvakio, M_m virtaavan aineen moolimassa.

2.2 Nestekalvon paksuus sekoitusosassa täysin kehittyneessä ja sekoittumattomassa virtauksessa

Oletetaan pumpattava neste newtoniseksi nesteeksi ja ettei virtauksella ole nopeutta seinillä. Mikäli oletetaan lisäksi virtaukset sekoittumattomiksi, saadaan täysin kehittyneessä virtauksessa keskellä olevalle kaasusuihkulle

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho_g (V_{g,täyd,st} - V_{rajap})^2 \xi_g \frac{L}{D_{st}} \quad (2.13)$$

jossa D_{st} on kaasusuihkun halkaisija, $V_{g,täyd,st}$ keskimääräinen kaasusuihkun nopeus täysin kehittyneessä ja sekoittumattomassa virtauksessa ja V_{rajap} on kaasusuihkun ja nestekalvon yhteinen nopeus kaasusuihkun ja nestekalvon rajapinnassa. Täysin kehittyneessä ja sekoittumattomassa kaasusuihkussa sekoitusosan lopussa on voimassa $V_{g,2} = V_{g,täyd,st}$.

Nestekalvo virtaa kaasusuihkun ja seinien välissä. Voimatasapaino kaasusuihkun ja nestekalvon rajapinnassa on (Kays et al. 2005, s. 70)

$$\Delta p = 4\tau_s \frac{L}{D_{st}} \quad (2.14)$$

jossa τ_s on leikkausjännitys rajapinnassa.

Leikkausjännitys on laminaarilla nestekalvolla rajapinnassa

$$\tau_s = \mu_l \frac{V_{rajap}}{\frac{D - D_{st}}{2}} = 2\mu_l \frac{V_{rajap}}{D - D_{st}} \quad (2.15)$$

jossa μ_l on nesteen dynaaminen viskositeetti.

Saadaan yhdistämällä (2.13 – 2.15)

$$8\mu_l \frac{V_{rajap}}{D - D_{st}} = \frac{1}{2} \rho_g (V_{g,täyd,st} - V_{rajap})^2 \xi_g$$

Saadaan muokkaamalla

$$\rho_g \xi_g V_{rajap}^2 - \left(\frac{16\mu_l}{D - D_{st}} + 2\rho_g \xi_g V_{g,täyd,st} \right) V_{rajap} + \rho_g \xi_g V_{g,täyd,st}^2 = 0 \quad (2.16)$$

Tuloksesta (2.16) saadaan

$$V_{rajap} = \frac{\frac{16\mu_l}{\rho_g \xi_g (D - D_{st})} + 2V_{g,täyd,st} \pm \sqrt{\left(\frac{16\mu_l}{\rho_g \xi_g (D - D_{st})} + 2V_{g,täyd,st} \right)^2 - 4V_{g,täyd,st}^2}}{2}$$

Sievennetään ja otetaan huomioon vain ratkaisu, jossa $V_{rajap} < V_{g,täyd,st}$

$$V_{rajap} = \frac{\frac{16\mu_l}{\rho_g \xi_g (D - D_{st})} + 2V_{g,täyd,st} - \sqrt{\left(\frac{16\mu_l}{\rho_g \xi_g (D - D_{st})} \right)^2 + 4 \frac{16\mu_l}{\rho_g \xi_g (D - D_{st})} V_{g,täyd,st}}}{2} \quad (2.17)$$

Kun nestekalvo oletetaan laminaariksi, saadaan nestekalvon nopeudeksi sekoitusosan lopussa

$$V_{l,2} = \frac{V_{rajap}}{2}$$

joten

$$Q_l = \frac{\pi(D^2 - D_{st}^2)}{4} \frac{V_{rajap}}{2}$$

ja

$$V_{rajap} = 8 \frac{Q_l}{\pi(D^2 - D_{st}^2)} \quad (2.18)$$

Kaasusuihkulle on voimassa

$$V_{g,täyd,st} = 4 \frac{Q_g}{\pi D_{st}^2} \quad (2.19)$$

jossa Q_g on kaasun tilavuusvirta.

Sijoittamalla (2.18) ja (2.19) yhtälöön (2.17), saadaan

$$16 \frac{Q_l}{\pi(D^2 - D_{st}^2)} = \frac{16\mu_l}{\rho_g \xi_g (D - D_{st})} + 8 \frac{Q_g}{\pi D_{st}^2} - \sqrt{\left(\frac{16\mu_l}{\rho_g \xi_g (D - D_{st})} \right)^2 + \frac{16\mu_l}{\rho_g \xi_g (D - D_{st})} 16 \frac{Q_g}{\pi D_{st}^2}} \quad (2.20)$$

Merkitsemällä $\delta = \frac{D_{st}}{D}$ ja muokkaamalla edelleen saadaan

$$\frac{Q_l}{\pi D^2 (1 - \delta^2)} = \frac{\mu_l}{\rho_g \xi D (1 - \delta)} + \frac{1}{2} \frac{Q_g}{\pi D^2 \delta^2} - \sqrt{\left(\frac{\mu_l}{\rho_g \xi D (1 - \delta)} \right)^2 + \frac{\mu_l}{\rho_g \xi D (1 - \delta)} \frac{Q_g}{\pi D^2 \delta^2}} \quad (2.21)$$

Tuloksesta (2.21) voidaan ratkaista iteratiivisesti δ . Kaasusuihkun tilavuusosuus sekoitusosan lopussa on $\phi_{g,2} = \delta^2$.

2.3 Kitkapainehäviöt suihkupumpussa

Suihkupumpussa on kitkapainehäviöitä nesteen imuputkessa ja sekoitusosassa. Kitkapainehäviöt yhden faasin virtauksessa ovat helposti laskettavissa. Tällöin kitkakertoimet Reynoldsin luvun ja putken suhteellisen karheuden funktiona on esitetty hyvin tunnetussa Moodyn käyrästä. Tällä tavalla lasketaan tämän työn kitkapainehäviöt suihkupumpun imuputkessa. Tarkemmin tämä laskenta esitetään kappaleessa 2.3.1. Suihkupumpun sekoitusosassa on sen sijaan monifaasivirtaus, jossa paineilma ja neste virtaavat käytännössä osittain sekoittuneena. Tämän tapauksen kitkapainehäviöiden laskennasta on kerrottu kappaleessa 2.3.2 lähinnä eri tapausten suuruusluokkia arvioimalla.

2.3.1 Kitkapainehäviöt imuputkessa

Tavallisesti paineilmaputki kiertää jonkin matkan imuputken sisällä lämmityksen vuoksi. Tällöin nestevirtauksen imuputken hydraulinen halkaisija $D_{h,imuputki}$ on

$$D_{h,imuputki} = \frac{4A_i}{P} = 4 \frac{\frac{\pi(D_{ip}^2 - d_2^2)}{4}}{\pi(D_{ip} + d_2)} = D_{ip} - d_2 \quad (2.22)$$

jossa P perimetri, D_{ip} imuputken halkaisija ja d_2 on sisemmän sylinterin ulkohalkaisija. Suolasulavirtauksessa tapauksesta riippuen d_2 voi tarkoittaa jähmettyneen kerroksen ulkohalkaisijaa tai ilmaputken ulkohalkaisijaa. Jähmettyneen kerroksen laskennasta kerrotaan lisää kappaleessa 4. Jos paineilmaputkea ei ole imuputken sisällä, on $d_2 = 0$.

Sisäkkäisten sylintereiden virtauksessa Reynoldsin luku on

$$Re_{D_h} = \frac{VD_h}{\nu} = 4 \frac{Q_l}{\pi(D_{ip} + d_2)\nu_l} \quad (2.23)$$

jossa $\nu_l = \frac{\mu_l}{\rho_l}$ on nesteen kinemaattinen viskositeetti. Huomataan, että ilmaputki ja suolasulan jähmettyminen pienentävät suolasulavirtauksen Reynoldsin lukua.

Nesteen imuputkessa painehäviö $\Delta p_{imuputki}$ voidaan laskea

$$\Delta p_{imuputki} = \frac{1}{2} \rho_l V^2 \xi_{neste} \frac{L_{ekv,imuputki}}{D_{h,imuputki}} = 8 \rho_l \frac{Q_l^2}{\pi^2 (D_{ip} + d_2)^2} \xi_{neste} \frac{L_{ekv,imuputki}}{(D_{ip} - d_2)^3} \quad (2.24)$$

Laminaarissa täysin kehittyneessä putkivirtauksessa kitkakerroin on $\xi = \frac{64}{Re_{D_h}}$ ja vastavasti kanavavirtauksessa $\xi = \frac{96}{Re_{D_h}}$. Täysin kehittyneen virtauksen kitkakertoimen laskennasta sisäkkäisten sylintereiden tapauksessa on kerrottu (Kays et al. 2005, s. 73) Tuloksien perusteella kitkakerroin on lähellä kanavavirtauksen arvoa $\xi = \frac{96}{Re_{D_h}}$ kun sisäsynterinin ulkohalkaisijan suhde ulkosylinterin sisähalkaisijaan on $\geq 0,2$.

Laminaarissa virtauksessa kitkahäviöt kasvavat virtauksen kehittymismatkalla suuremman leikkausjännityksen ja nopeusprofiilin muutoksen vuoksi. Laminaarissa virtauksessa nopeusprofiili tulee likimain täysin kehittyneeksi pyöreässä putkessa kun

$$\frac{L_{imuputki}}{D_{ip}} = \frac{Re_{D_{ip}}}{20} \quad (2.25)$$

Vastaavasti kehittyvälle laminaarille kanavavirtaukselle kehittymismatka on

$$\frac{L_{imuputki}}{D_{h,imuputki}} = \frac{Re_{D_{h,imuputki}}}{80} \quad (2.26)$$

Kitkapainehäviöistä virtauksen kehittymisalueessa on kirjoitettu tarkemmin (Shah & London 1978). Tutkimus esittää tuloksia kaikista edellä mainituista virtausgeometrioista. Jos imuputki on hyvin pitkä verrattuna kehittymisalueen pituuteen, voidaan kehittymisalueen vaikutukset jättää huomiotta.

Tavallisesti turbulentissa virtauksessa kitkakerroin voidaan olettaa vakioiksi, koska kehittymismatka on melko lyhyt. Turbulentissa virtauksessa kitkakerroin voidaan laskea hydraulisen halkaisijan avulla Moodyn käyrästä, mikäli virtauksen poikkipinnassa ei ole teräviä kulmia. Kitkakerroin ξ voidaan laskea karhealle putkelle turbulentissa virtauksessa Zigrang Sylvester korrelaatiolla (Mills 1999, s. 335)

$$\xi = \left\{ -2 \log_{10} \left[\frac{(2k_s/D)}{7,4} - \frac{5,02}{Re_{D_h}} \log_{10} \left(\frac{(2k_s/D)}{7,4} + \frac{13}{Re_{D_h}} \right) \right] \right\}^{-2} \quad (2.27)$$

jossa k_s on putken absoluuttinen karheus. Tulos (2.27) on yksi monista korrelaatioista, joka esittää Moodyn käyrästä. Koska ilmaputken pinta, jähmettyneen kerroksen pinta tai suolasulan imuputken sisäpinta ovat tavallisesti hyvin karheita, voidaan turbulentissa suolasulavirtauksessa olettaa $\xi_{neste} \approx 0,06$.

2.3.2 Kitkapainehäviöt sekoitusosassa

Kaasu-nestesuihkupumpun sekoitusosassa on kitkapainehäviöitä seinämän leikkausjännityksen ja faasien sekoittumisen takia. Faasien sekoittumisessa erilaiset törmäysvaikutukset ja muu nestepisaroiden kiihtymiseen liittyvät ilmiöt vaikuttavat painehäviöiden muodostumiseen sekoittumisen aikana. Jos sekoitusosa olisi suihkupumpussa riittävän pitkä täysin kehittyneen virtauksen saavuttamiseksi, muodostuisi tämän työn virtausmäärillä suihkupumpun sekoitusosassa täysin kehittynyt rengasmainen virtaus. Virtaus on siis suihkupumpun sekoitusosassa käytännössä kehittyvän rengasmaisen virtauksen kaltainen, jossa nestekalvo on seinien lähellä ja keskellä on kaasuvirtaus, jossa on sekoittuneena nestepisaroita.

Monifaasivirtauksen kitkapainehäviöiden laskentaan on kehitetty lukuisia menetelmiä lähinnä täysin kehittyneessä virtauksessa. Yksinkertaisimmat menetelmät perustuvat oletukseen täydellisesti sekoittuneesta homogeenisesta virtauksesta. Homogeenisen virtauksen laskentamenetelmät eroavat toisistaan lähinnä mallissa käytettävien viskositeetin ja

tiheyden laskemisessa. Myös monimutkaisempia menetelmiä on esitetty, joista perinteisin on Lockhart Martinellin menetelmä. Vastaavia korrelaatioita on kehitetty sekä tietyille virtaustyyppille että etukäteen määrittelemättömälle virtaustyyppille. Huolimatta lukuisista kehitetyistä korrelaatioista monifaasivirtauksen kitkapainehäviöitä ei pystytä kovinkaan hyvin ennustamaan. Tavalliset ennustevirheet voivat ovat kymmeniä tai satoja prosentteja.

Melko kattava kuvaus monifaasivirtauksen virtaustyypeistä ja niiden tunnistamisesta on kirjoitettu (Cheng et al. 2008). Kattavia kuvauksia monifaasivirtauksen kitkapainehäviöiden laskennasta on esitetty (García et al. 2007; Xu et al. 2012). Samoin nesteen ja kaasun tilavuusosuuksista monifaasivirtauksessa on kirjoitettu kattavasti (García et al. 2005; Woldesemayat & Ghajar 2007). Kaikki edellä olevat tutkimukset keskittyvät kuitenkin täysin kehittyneen virtauksen laskentaan.

Tässä kappaleessa esitetään kitkapainehäviöiden laskemista sekoitusosassa eri ääritilanteissa, joita ovat puhdas ilmapvirtaus ja täydellinen homogeeninen seosvirtaus. Puhtaassa ilmasuihkussa kitkapainehäviöt Δp_{ilma} ovat sekoitusosassa

$$\Delta p_{ilma} = \frac{1}{2} \rho_g V^2 \xi_g \frac{L}{D} = \frac{1}{2} \rho_g \frac{(Q_g)^2}{A_s^2} \xi_g \frac{L}{D} = 8 \frac{\dot{m}_g^2}{\rho_g \pi^2 D^4} \xi_g \frac{L}{D} \quad (2.27)$$

jossa ρ_g on ilmasuihkon keskimääräinen tiheys ja ξ_g kitkakerroin. Likimain vakiopaineessa ja lämpötilan T kasvaessa, tiheys ρ_g pienenee ideaalikaasun tilayhtälön mukaan, joten sekoitusosassa kitkapainehäviöt kasvavat ilmasuihkon virtauksen lämmetessä.

Keskimääräinen tiheys seoksessa ρ_{seos} voidaan laskea

$$\rho_{seos} = \frac{\dot{m}_l + \dot{m}_g}{Q_l + Q_g} = \frac{\dot{m}_l + \dot{m}_g}{\frac{\dot{m}_l}{\rho_l} + \frac{\dot{m}_g}{\rho_g}} = \frac{\rho_l \rho_g (\dot{m}_l + \dot{m}_g)}{\rho_l \dot{m}_g + \rho_g \dot{m}_l}$$

Täydellisen seoksen kitkapainehäviöt sekoitusosassa Δp_{seos} voidaan laskea

$$\begin{aligned} \Delta p_{kitka,sekoitusosa} = \Delta p_{seos} &= \frac{1}{2} \rho_{seos} V^2 \xi_{seos} \frac{L}{D} = \frac{1}{2} \frac{\dot{m}_l + \dot{m}_g}{\frac{\dot{m}_l}{\rho_l} + \frac{\dot{m}_g}{\rho_g}} \frac{\left(Q_l + \frac{\dot{m}_g}{\rho_g}\right)^2}{A_s^2} \xi_{seos} \frac{L}{D} \\ &\cong \frac{1}{2} \rho_g \frac{\dot{m}_l + \dot{m}_g}{\dot{m}_g} \frac{\left(\frac{\dot{m}_g}{\rho_g}\right)^2}{A_s^2} \xi_{seos} \frac{L}{D} = 8 \frac{\dot{m}_g (\dot{m}_l + \dot{m}_g)}{\rho_g \pi^2 D^4} \xi_{seos} \frac{L}{D} \end{aligned} \quad (2.28)$$

jossa ξ_{seos} on kitkakerroin. Tuloksen johtamisessa käytettiin oletusta $Q_g \gg Q_l$.

Oletettaessa $\xi_g \approx \xi_{seos}$, saadaan homogeenisen seoksen ja ilmasuihkun kitkapainehäviöiden suuruusluokkien suhteeksi

$$\frac{\Delta p_{seos}}{\Delta p_{ilma}} = \frac{\frac{1}{2} \dot{m}_g \frac{(\dot{m}_g + \dot{m}_l)}{\rho_g A_s} \xi_{seos} \frac{L}{D}}{\frac{1}{2} \frac{\dot{m}_g^2}{\rho_g A_s} \xi_g \frac{L}{D}} \approx \frac{(\dot{m}_g + \dot{m}_l)}{\dot{m}_g}$$

Nähdään seoksen kitkapainehäviöiden olevan yleensä selkeästi suurempia kuin ilmasuihkun kitkapainehäviöt. Kitkapainehäviöt on mahdollista arvioida vain karkeasti, varsinkin jos käytetään 1-dimensioista mallia sekoitusosalle. Tässä työssä käytetään seoksen kitkapainehäviöitä siten, että kitkakerroin on sovitettu mittauksiin. Asiasta on kerrottu lisää kappaleessa 3.

3. KAASU-NESTESUIHKUPUMPUN MITTAUKSET JA MALLIIN KEHITETYT SOVITTEET

Kappaleessa 2 esitetyt yhtälöt kertoivat yleisen liikemääräyhtälön kaasu-nestesuihkupumpun sekoitusosassa. Tässä kappaleessa mallia kehitettiin mittausten perusteella. Kappale alkaa kertomalla mittausjärjestelyistä, jonka jälkeen esitetään mittauksien perusteella malliin kehitetyt sovitteet sekä lopuksi mittausten ja mallin antamien tulosten vertailu.

3.1 Mittausjärjestelyt

Kaasu-nestesuihkupumpun toimintaa mitattiin vedellä tehtävissä kokeissa Tampereen teknillisen yliopiston kampuksella. Paineilmaverkosta lähti letku rotametrille, jossa virtausta tasoitettiin rotametrin molemmiin puolin suurella putkella. Paineilman suihkupumppuun tulevaa määrää mitattiin kokeissa suoraan rotametrilla. Juuri ennen rotametria oli painemittari, joka kertoi suuren poikkipinnan vuoksi likimain stagnaatiopaineen tässä kohdassa. Rotametrimitauksen jälkeen seurasi vielä n. 1,5 metrin letku, painemittari, sulkuventtiili ja tämän jälkeen viimeinen paineilmaputki. Sulkuventtiilillä hallittiin paineilman tuloa suihkupumppuun. Kokeissa käytettyjä paineilmaputkia oli kahta eri kokoa, joissa kummassakaan ei ollut suuttimia. Ensimmäinen paineilmaputki oli sisähalkaisijaltaan 14 mm seinien paksuudella 1,6 mm. Toinen paineilmaputki oli sisähalkaisijaltaan 17,3 mm seinien paksuudella 2 mm. Molempien paineilmaputkien pituus oli n. 1 metri.

Paineilman kitkapainehäviöt lisääntyivät ajan kuluessa kokeiden aikana, koska paineilma-verkon runkoputket eivät olleet riittävän suuria käytettyihin letkuihin ja paineilmaputkeen nähden sekä samalla paineilma-verkko myös kykeni varastoimaan paineilmaa ennen pumppaamisen aloitusta. Tavallisesti sulkuventtiilille asti paineilmaputkisto oli täynnä paineilmaa stagnaatiopaineessa 8,2 bar ennen mittausjakson aloitusta. Koska painehäviöt lisääntyivät ajan mukana, voitiin jatkuvalla mittauksella saada tuloksia eri painetasoilla ja nostokorkeuksilla.

Tässä työssä lämmönsiirtokerroin on määritelty virtauksen stagnaatiolämpötilan ja seinälämpötilan välille. Paineilman virtaus putkistossa oletettiin kokeissa adiabaattiseksi, koska virtauksen stagnaatiolämpötila oli sama kuin paineilmaputkistoa ympäröivä lämpötila 20 °C. Näin ollen paineilman stagnaatiolämpötilan ei oletettu muuttuvan paineilmaputkissa.

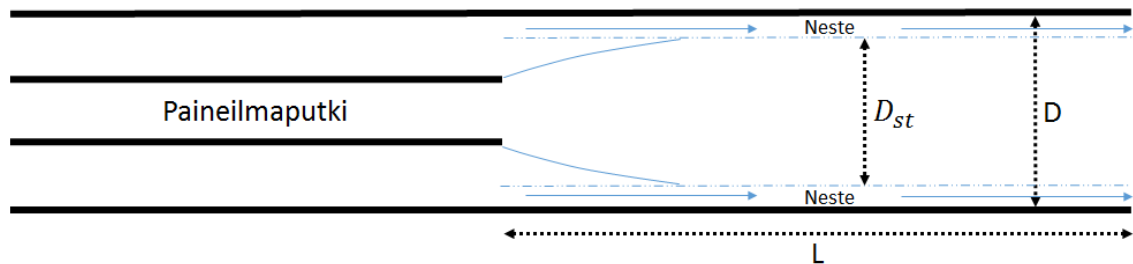
Pumppauksessa oletettiin kvasi-stationääritilanne suihkupumpun imuputkessa ja sekoitusosassa kaikkina ajanhetkinä, joten mittaaminen alkoi heti paineilman virtauksen alkaessa. Sama oletus kvasi-stationääritilanteesta tehtiin paineilmavirtaukselle. Siirrettyä ve-

nen tapahtui kokonaisuudessaan akryyliputkessa lukuun ottamatta pienemmän akryyliputken (50 mm) mittausta, jossa pisimmällä sekoituspituudella $L/D = 7$ paineilmaputki loppui 50 mm ennen sovitteen loppua. Myös tässä tapauksessa mallin liikemääräyhtälöt laskettiin olettaen sekoitusosan sisähalkaisijaksi 50 mm koko virtausmatkalta 350 mm, vaikka sovitteen kohdassa näin ei tarkasti ottaen ollutkaan.

3.2 Mittausten perusteella kehitetyt sovitteet

Malli olettaa sekoittumattomat virtaukset ilmasuihkun kehittymisen ja nestekalvon sekä ilmasuihkun tilavuusosuuden $\phi_{g,2}$ laskennassa. Nestekalvon paksuus $D - D_{st}$ oletetaan siis laskennallisesti muuttumattomaksi kaikkialla mallin soveltamisalueella, vaikka ilmasuihkun massavirtapainotettu keskinopeus muuttuukin jatkuvasti. Nestekalvon paksuus lasketaan olettamalla täysin kehittynyt ilmasuihkun virtaus tuloksesta (2.20). Tässä laskennassa täysin kehittyneen ilmasuihkun kitkakertoimeksi oletettiin $\xi_g = 0,06$.

Todellisuudessa nestekalvon paksuus muuttuu suuresti sekoitusosan alussa. Tämän vuoksi mallia on kyseenalaista käyttää lyhyemmillä sekoitusosan pituuksilla kuin tässä työssä on tehty. Kuva 3.2 esittää sekoittumattomien virtausten oletusta, jossa nestekalvo virtaa seinien lähellä ja ilmasuihku keskellä.



Kuva 3.2. *Sekoittumattomien virtausten oletus. Virtaukset etenevät toisista erillään.*

3.2.1 Kitkapainehäviöiden laskenta

Työssä oletettiin homogeenisen virtauksen kuvaavan kitkapainehäviöiden suuruutta sekoitusosan matkalla. Kitkapainehäviöt voidaan laskea tuloksesta (2.28), jossa kitkakertoimenä käytettiin

$$\xi_{seos} = 0,03 \left(\frac{D}{D_{st}} \right)^5 \quad (3.1)$$

jossa D on sekoitusosan halkaisija ja D_{st} sekoittumattomien virtausten halkaisija. Toisin sanoen kitkakertoimen on laskettu siten, että $\xi_{seos} = 0,03$ kun kitkapainehäviöiden lasken-

nassa sekoitusosan halkaisijana käytetään sekoittumattomien virtausten ilmasuihkun halkaisijaa. Tämän sovitteen perusteella suuremmat nesteen tilavuusvirrat lisäävät kitkapainehäviöitä enemmän kuin täysin sekoittuneiden virtausten laskenta todellisella sekoitusosan halkaisijalla. Nesteen dynaamisen viskositeetin kasvaminen pienentää sekoittumattomien virtausten ilmasuihkun halkaisijaa D_{st} . Tuloksen (3.1) perusteella dynaamisen viskositeetin kasvaminen lisää kitkapainehäviöitä. Lisäksi tuloksen (3.1) perusteella kitkapainehäviöt kasvavat enemmän kuin seoksen tiheys nesteen tilavuusvirran kasvaessa.

3.2.2 Ilmasuihkun virtauksen kehittymisen laskenta sekoitusosassa

Paineilman massavirran perusteella paineilmaputken lopussa on äänennopeus kaikissa kokeissa. Paineilmaputkessa on turbulentti virtaus, joten kokeissa oleva äänennopeus paineilmaputken lopussa on samalla likimain massavirtapainotettu keskinopeus. Kuitenkin mallissa liikemääräyhtälöissä oleva massavirtapainotettu keskinopeus sekoitusosan alussa tarkoittaa nopeutta, joka vaikuttaa nesteeseen leikkausjännityksen kautta auttaen pumppausta. Tämä ilmasuihkun hyödyksi tuleva keskinopeus $V_{g,1}$ on oletettu suurilla painetasoilla suuremmaksi kuin paineilmaputken lopussa oleva äänennopeus, koska ilmasuihkun paisuminen ympäröivän nesteen paineeseen nostaa todennäköisesti keskimääräistä ilmasuihkun keskinopeutta. Tarkemmin kaasudynamiikan laskemisesta on kirjoitettu kappaleessa 5.

Äänennopeus oli $c = 313,2 \text{ m/s}$ kaikissa kokeissa. Mallissa ilmasuihkun sekoitusosan alun keskinopeuksiksi oletettiin $V_{g,1} = c$ stagnaatiopaineella 2,39 bar, stagnaatiopaineella 2,92 bar $V_{g,1} = 1,05c$, stagnaatiopaineella 3,5 bar $V_{g,1} = 1,1c$ ja stagnaatiopaineella 4,1 bar $V_{g,1} = 1,15c$. Keskinopeuksien valinta on tehty malliin hyvin karkeasti, jossa kaikki oletetut nopeudet ovat alle ideaalisesti paisutettujen keskinopeuksien. Ideaalisesti paisutettuja nopeuksia on laskettu kappaleessa 5.2. Teoriassa nostokorkeuden muuttuessa muuttuu samalla myös paineilmaa ympäröivä paine, joten samalla hyödyksi tuleva keskinopeus todennäköisesti muuttuu. Tämä vaikutus on kuitenkin jätetty työssä huomiotta.

Sekoitusosasta poistuvan ilmasuihkun liikemäärän laskemiseksi on tiedettävä nopeusprofiilin kehittyminen, jonka ansiosta suihkupumpun toiminta voidaan kuvata sekoitusosan pituuden funktiona. Äärettömän pitkällä sekoitusosalla oletetaan, että ilmasuihkun nopeusprofiili tulee täysin kehittyneeksi. Kokeissa ei ollut lämmönsiirtoa, joten tässä työssä $V_{g,tayd,st}$ voitiin laskea olettaen ilmasuihkun lämpötilaksi 20°C , poikkipinnan joka on sekoittumattomilla virtauksilla ja ilmanpaineen sekoitusosan lopussa.

Ilmasuihkun nopeusprofiilin oletettiin kehittyvän siten, että sekoitusosasta poistuva ilmasuihkun liikemäärä $\dot{m}_g V_{g,2}(L)$ on

$$\dot{m}_g V_{g,2}(L) = \dot{m}_g V_{g,täyd,st} \left(1 + \left(\frac{V_{g,1}}{V_{g,täyd,st}} - 1 \right)^{\frac{K - \frac{L}{D_{st}}}{K}} \right) \quad (3.2)$$

jossa $V_{g,täyd,st}$ on täysin kehittyneen ilmasuihkun keskinopeus täysin sekoittumattomissa virtauksissa, $V_{g,1}$ on sekoitusosan alussa oleva ilmasuihkun keskinopeus, L/D_{st} sekoitusosan pituus suhteessa sekoittumattomien virtausten halkaisijaan ja K on virtauksen paisumista sekoitusosassa kuvaava kerroin. Huomataan, että ilmasuihkun keskinopeus on $2 * V_{g,täyd,st}$ kun $K = \frac{L}{D_{st}}$. $V_{g,täyd,st}$ voidaan laskea ideaalikaasun tilayhtälön avulla tuloksesta (2.12).

Ilmasuihkun nopeusprofiilin kehittymiseen liittyvää kerrointa K laskettiin semi-empiriisellä mallilla, jossa ilmasuihkun oletettiin paisuvan halkaisijasta D_0 , joka on äänennopeuteen paisuneella ilmavirtauksella ilmanpaineessa 1,013 bar. Täten paisumisen laskenta ei riipu suoraan paineilmaputken lopun halkaisijasta. Ilmasuihkun paisumisen oletettiin olevan myös riippuvainen paineilman massavirrasta. Kerroin K laskettiin

$$K = \frac{a}{\left(\frac{\dot{m}_g}{A_s}\right)^b} \left(1 - \frac{D_0}{D_{st}} \right) \quad (3.3)$$

jossa kertoimet a ja b haettiin sovitteena mittauksiin. Tämän työn mittausten sovitteena saatiin $a = 47,4$ ja $b = 0,38$. Tuloksessa (3.3) nesteen tilavuusvirran määrää ei huomioida muuten kuin sekoittumattomien virtausten halkaisijassa D_{st} . Kirjallisuudessa on tutkittu myös ympäröivän virtauksen tapausta, jossa huomattiin ympäröivän virtauksen vaikuttavan keskellä olevan suihkun paisumista hidastavasti (Or et al. 2011) putkeen rajoitetussa virtauksessa. Myös sovitteessa (3.3) päädytään hitaampaan ilmasuihkun paisumiseen kuin tutkimuksissa (Liu et al. 1997; Kandakure et al. 2008) joissa ympäröivää virtausta ei ollut, vaan suuttimesta tuleva suihku rajoittui putkeen. Edellä kuvattu nopeusprofiilin kehittymisen laskenta on enemmänkin sovite mittauksiin kuin todellinen ilmasuihkun kehittymistä kuvaava profiili. Tarkoituksena on kuitenkin saada mahdollisimman yleinen nopeusprofiilin kehittymistä kuvaava tulos, jonka avulla liikemääräyhtälöt voidaan esittää sekoitusosan pituuden funktiona. Tuloksia (3.1-3.3) sovelletaan kaikille tässä työssä mitatuille sekoitusosan pituuksille.

3.3 Mittaukset ja mallin antamat tulokset

Mallin antamia tuloksia on laskettu ja verrattu mittauksiin eri sekoitusosilla, paineilmaputkilla ja painetasoilla kuvissa 3.4 - 3.11. Pienillä painetasoilla mittaukset ovat enimmäkseen suurilta nostokorkeuksilta. Suurilla painetasoilla on myös mittauksia pieniltä nostokorkeuksilta. Tämä johtuu kokeiden järjestelyistä, koska paineet vähenivät kokeissa ajan mukana. Tästä on kerrottu enemmän kappaleessa 3.1. Mittauksia tehtiin neljällä erilaisella ilmapvirtauksella, joista jokaista mitattiin sekoitusosan sisähalkaisijoilla 50 mm ja 74 mm. Taulukkoon 3.1 on koottu tietoja eri mittauksista. Kaikissa kuvissa on esitetty mittauksia eri sekoitusosan pituuksilla ja nostokorkeuksilla.

Rotametrin antaman tuloksen perusteella laskettiin stagnaatiopaineet paineilmaputken lopussa. Stagnaatiopaineista saadaan staattiset paineet paineilmaputken lopussa tuloksesta (5.8). Kaikissa kokeissa paineilman stagnaatiolämpötilaksi oletettiin $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, joten äänennopeus paineilmalle pysyi vakiona $c = 313,2\text{ m/s}$ kaikissa mittauksissa. Tarkemmin kaasudynamiikan laskennasta on kerrottu kappaleessa 5.

Taulukko 3.1. *Tehtyjen mittausten geometriat ja paineilmapvirtaukset.*

Mittaukset	Sekoitusosan sisähalkaisija (mm)	Paineilmaputken sisähalkaisija/ulkohalkaisija (mm)	Paineilman stagnaatiopaine (bar)	Paineilman massavirta (kg/s)
Kuva 3.4	74	14/17,2	4,1	0,148
Kuva 3.5	74	14/17,2	3,5	0,127
Kuva 3.6	74	17,3/21,3	2,92	0,162
Kuva 3.7	74	17,3/21,3	2,39	0,132
Kuva 3.8	50	14/17,2	4,1	0,148
Kuva 3.9	50	14/17,2	3,5	0,127
Kuva 3.10	50	17,3/21,3	2,92	0,162
Kuva 3.11	50	17,3/21,3	2,39	0,132

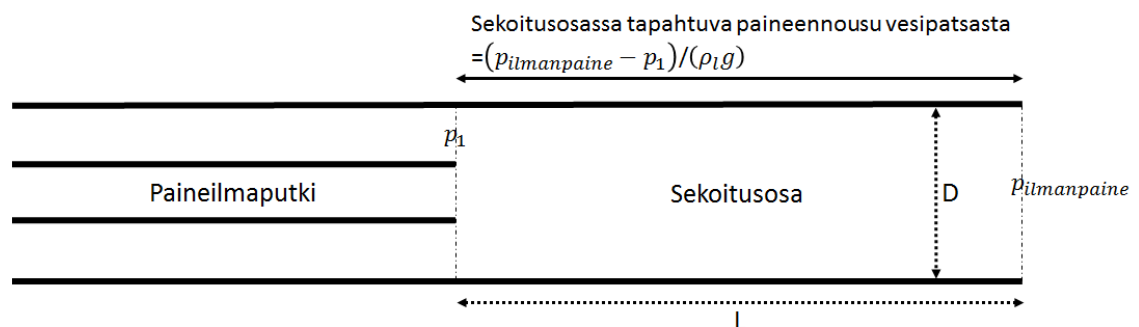
Ilmasuihkun tilavuusosuuksia sekoitusosan lopussa $\phi_{g,2}$ nesteen tilavuusvirran funktiona on laskettu taulukkoon 3.2. Näissä laskuissa täysin kehittyneen ilmasuihkun kitkakertoimenä on käytetty $\xi_g = 0,06$ ja ilmasuihkun lämpötilana stagnaatiolämpötilaa $20\text{ }^{\circ}\text{C}$. Las-

kettuja ilmasuihkun tilavuusosuuksia voidaan ilmaista tilavuusvirran funktiona sovitteella $\phi_{g,2} = \left(\frac{D_{st}}{D}\right)^2 = 1 - aQ_l^b$, jossa a ja b ovat sovitteeseen kuuluvat vakiot. Taulukossa 3.2 on esitetty kunkin mittaustapauksen parametri D_o/D ja oletettu ilmasuihkun keskinopeus $V_{g,1}$ sekoitusosan alussa.

Taulukko 3.2. Mallissa käytetyt parametrit eri mittauksissa. Äänennopeus on $c=313,2$ m/s. $Q_{l,3600}$ tarkoittaa pumpattua veden tilavuusvirtaa m^3/h .

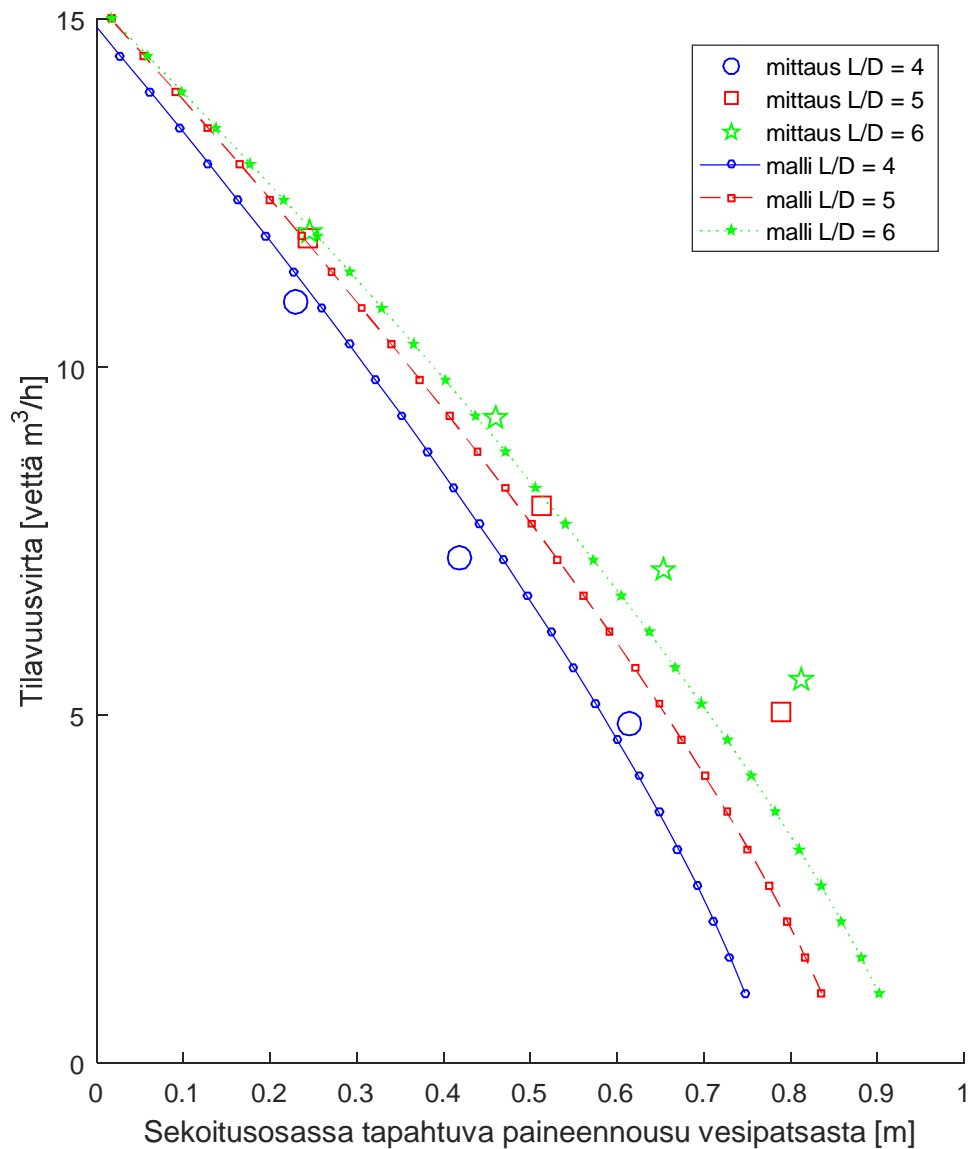
Mittauk- set	$\phi_{g,2}$	$\frac{D_o}{D}$	$V_{g,1}$
Kuva 3.4	$1 - 0,032Q_{l,3600}^{0,58}$	0,277	1,15c
Kuva 3.5	$1 - 0,038Q_{l,3600}^{0,56}$	0,256	1,1c
Kuva 3.6	$1 - 0,029Q_{l,3600}^{0,59}$	0,288	1,05c
Kuva 3.7	$1 - 0,036Q_{l,3600}^{0,57}$	0,261	1,0c
Kuva 3.8	$1 - 0,026Q_{l,3600}^{0,61}$	0,409	1,15c
Kuva 3.9	$1 - 0,031Q_{l,3600}^{0,60}$	0,378	1,1c
Kuva 3.10	$1 - 0,024Q_{l,3600}^{0,62}$	0,427	1,05c
Kuva 3.11	$1 - 0,030Q_{l,3600}^{0,60}$	0,386	1,0c

Kuva 3.3 kertoo sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun vesipatsasta.



Kuva 3.3. Paineennousu sekoitusosassa.

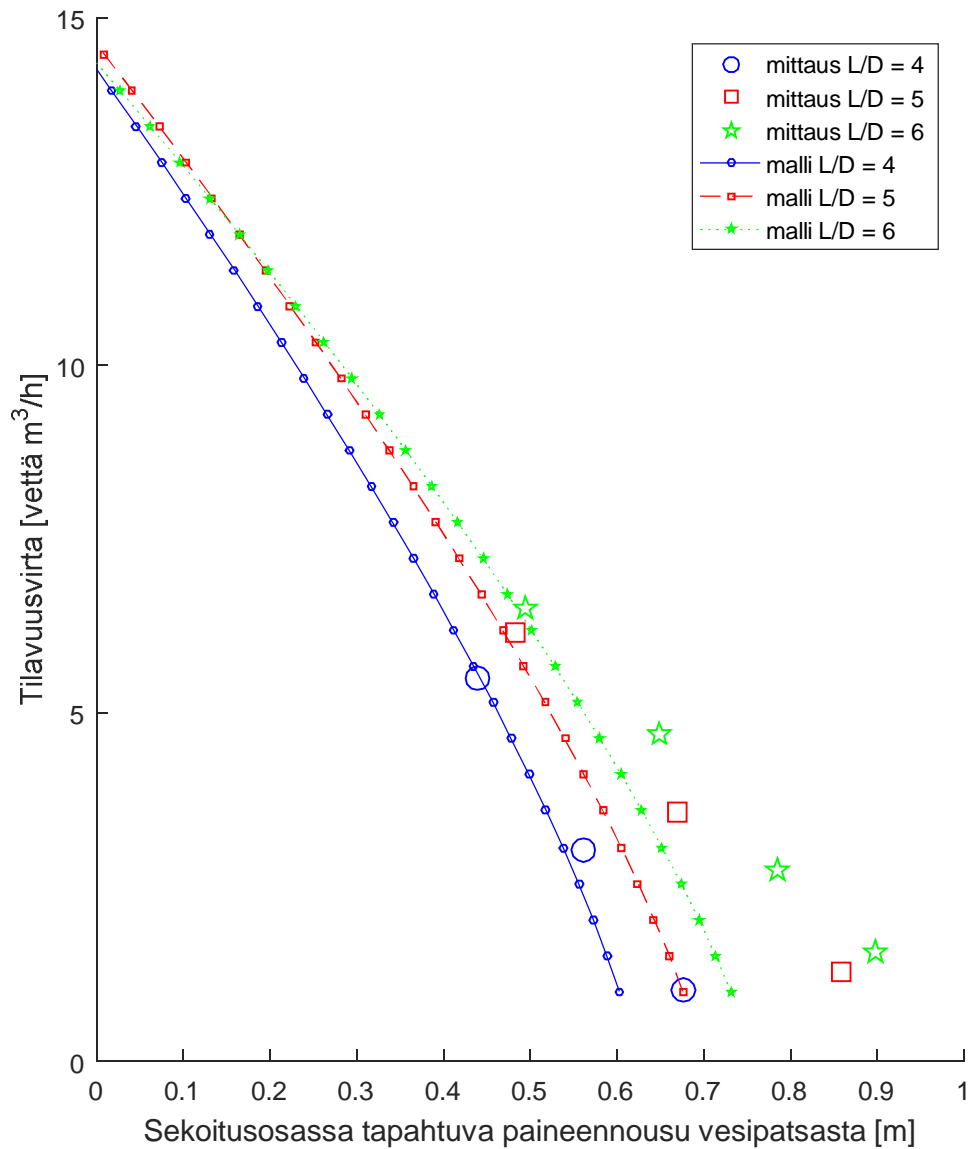
Kuvissa 3.4 - 3.11 esitetään pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineen nousun funktiona. Sekoitusosan alussa olevaa painetta ei mitattu, vaan se laskettiin lisäämällä nostokorkeudesta johtuvaan staattiseen paine-eroon dynaaminen painehäviö ja kitkapainehäviöt imuputkessa. Kitkakertoimeksi imuputkessa oletettiin $\xi_{neste} = 0,02$. 45 asteen kulman kertavastushäviöksi oletettiin $\zeta = 0,3$, eikä muita kertavastushäviöitä oletettu. Suihkupumpun lopussa oletettiin staattiseksi paineeksi ilmanpaine.



Kuva 3.4. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineen nousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D . Sekoitusosan sisähalkaisija on 74 mm ja paineilman massavirta on 0,148 kg/s.

Kuva 3.4 esittää mittaustulokset sekoitusosan sisähalkaisijalla 74 mm ja paineilmaputken sisähalkaisijalla 14 mm. Stagnaatiopaine on paineilmaputken lopussa 4,1 bar. Hyödyksi

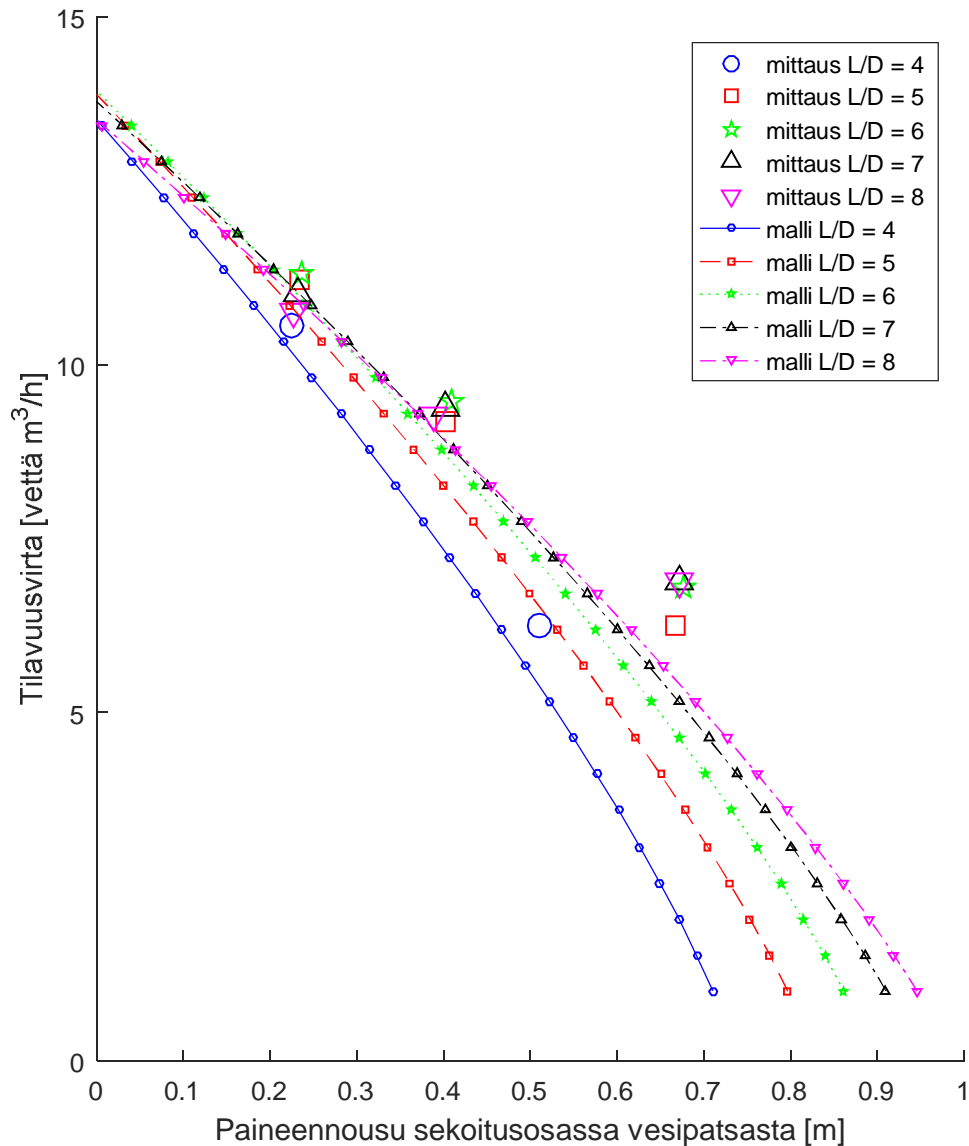
tulevaksi keskinopeudeksi sekoitusosan alussa on oletettu $V_{g,1} = 1,15 * 313,2 \text{ m/s}$. Malli antaa likimain mittauksia vastaavia tuloksia kaikilla mitatuilla sekoitusosan pituuksilla, kun nostokorkeudet ovat alle 0,7 m.



Kuva 3.5. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineenousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D . Sekoitusosan sisähalkaisija on 74 mm ja paineilman massavirta on 0,127 kg/s.

Kuva 3.5 esittää mittaustulokset vastaavalla geometrialla kuin kuva 3.4, mutta painetaso vähenee ilmaputken lopussa stagnaatiopaineeksi 3,5 bar ja massavirta on muuttunut vastaavasti. Hyödyksi tulevaksi keskinopeudeksi sekoitusosan alussa on oletettu $V_{g,1} = 1,1 * 313,2 \text{ m/s}$.

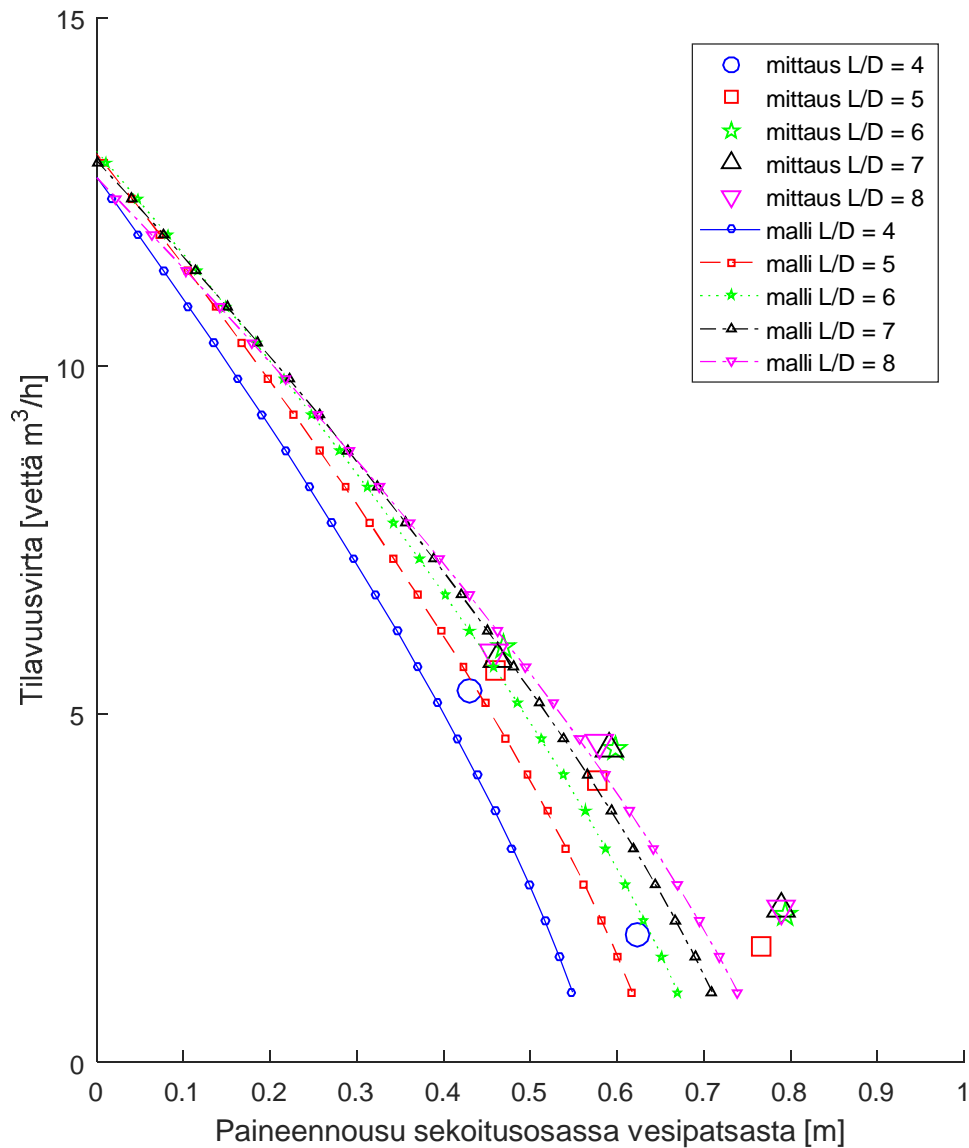
313,2 m/s. Mittaukset antavat samat tulokset kuin malli nostokorkeuksilla n. 0,5 m. Suuremmilla nostokorkeuksilla mittaukset ovat mallia suurempia erityisesti sekoitusosilla $L/D = 5$ ja $L/D = 6$.



Kuva 3.6. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D . Sekoitusosan sisähalkaisija on 74 mm ja paineilman massavirta on 0,162 kg/s.

Kuva 3.6 esittää mittaustulokset sekoitusosan sisähalkaisijalla 74 mm ja paineilmaputken sisähalkaisijalla 17,3 mm. Stagnaatiopaine on paineilmaputken lopussa 2,92 bar. Hyödyksi tulevaksi keskinopeudeksi sekoitusosan alussa on oletettu $V_{g,1} = 1,05 \cdot 313,2 \text{ m/}$

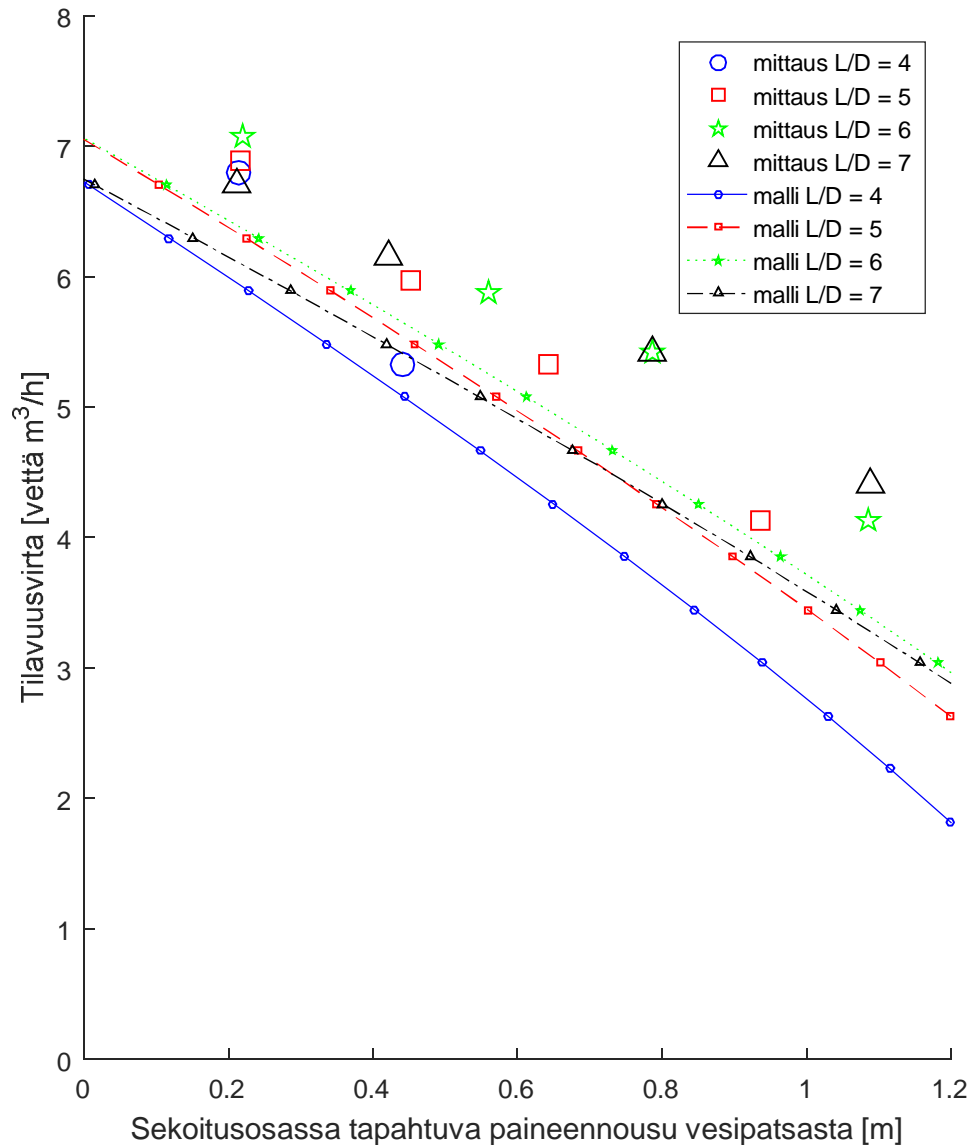
s. Malli antaa likimain mittauksia vastaavia tuloksia kaikilla nostokorkeuksilla ja sekoitusosan pituuksilla lukuun ottamatta nostokorkeuksia n. 0,7 m, jossa mittaukset kasvavat mallin antamia tuloksia suuremmiksi.



Kuva 3.7. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D . Sekoitusosan sisähalkaisija on 74 mm ja paineilman massavirta on 0,132 kg/s.

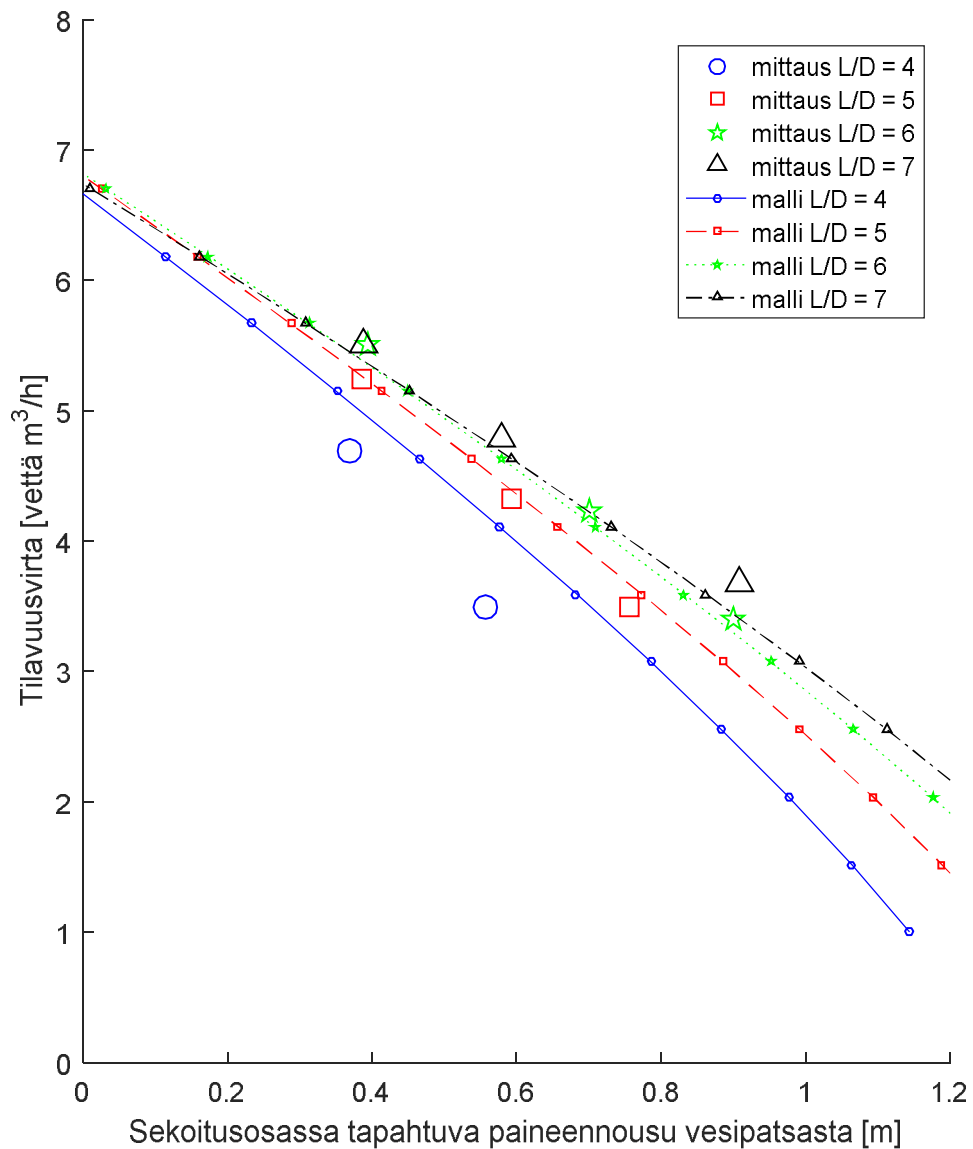
Kuva 3.7 esittää mittaustulokset vastaavalla geometrialla kuin kuva 3.6, mutta painetaso ilmaputken lopussa vähenee stagnaatiopaineeksi 2,39 bar ja massavirta on muuttunut vastaavasti. Malli antaa likimain mittauksia vastaavia tuloksia kaikilla nostokorkeuksilla

ja sekoitusosan pituuksilla, kun nostokorkeudet ovat alle 0,5 m. Malli aliarvioi mittaukset kuten aiemmissakin kuvissa nostokorkeuksien kasvaessa. Hyödyksi tulevaksi keskinopeudeksi on oletettu paineilmaputken lopussa oleva äänennopeus $V_{g,1} = 313,2 \text{ m/s}$.



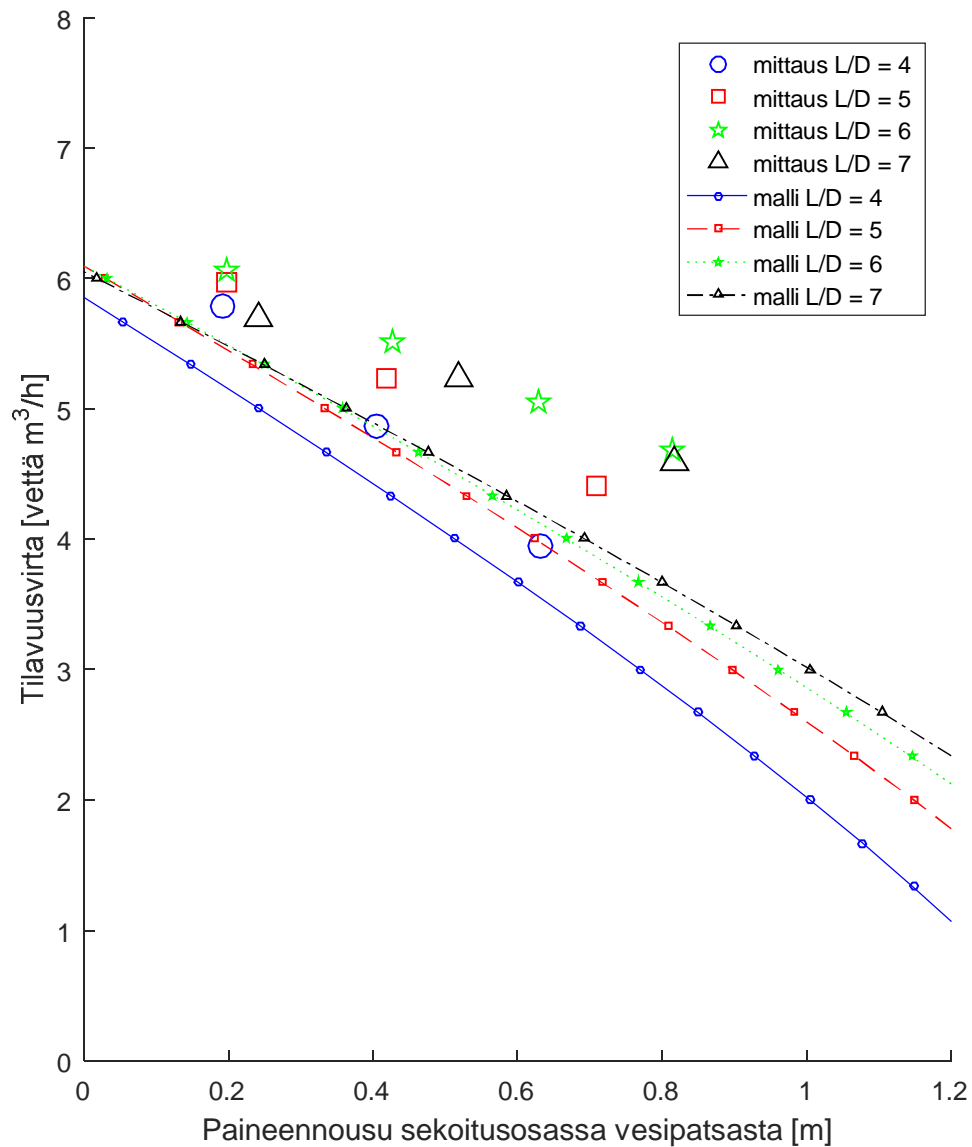
Kuva 3.8. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D . Sekoitusosan sisähalkaisija on 50 mm ja paineilman massavirta 0,148 kg/s.

Kuva 3.8 esittää mittaustulokset sekoitusosan sisähalkaisijalla 50 mm ja paineilmaputken sisähalkaisijalla 14 mm. Stagnaatiopaine on paineilmaputken lopussa on 4,1 bar. Malli aliarvioi mittaukset useimmissa tapauksissa. Parhaiten mittaukset vastaavat mallia sekoitusosan pituuksilla $L/D = 4$ ja $L/D = 5$. Hyödyksi tulevaksi keskinopeudeksi on oletettu $V_{g,1} = 1,15 \cdot 313,2 \text{ m/s}$.



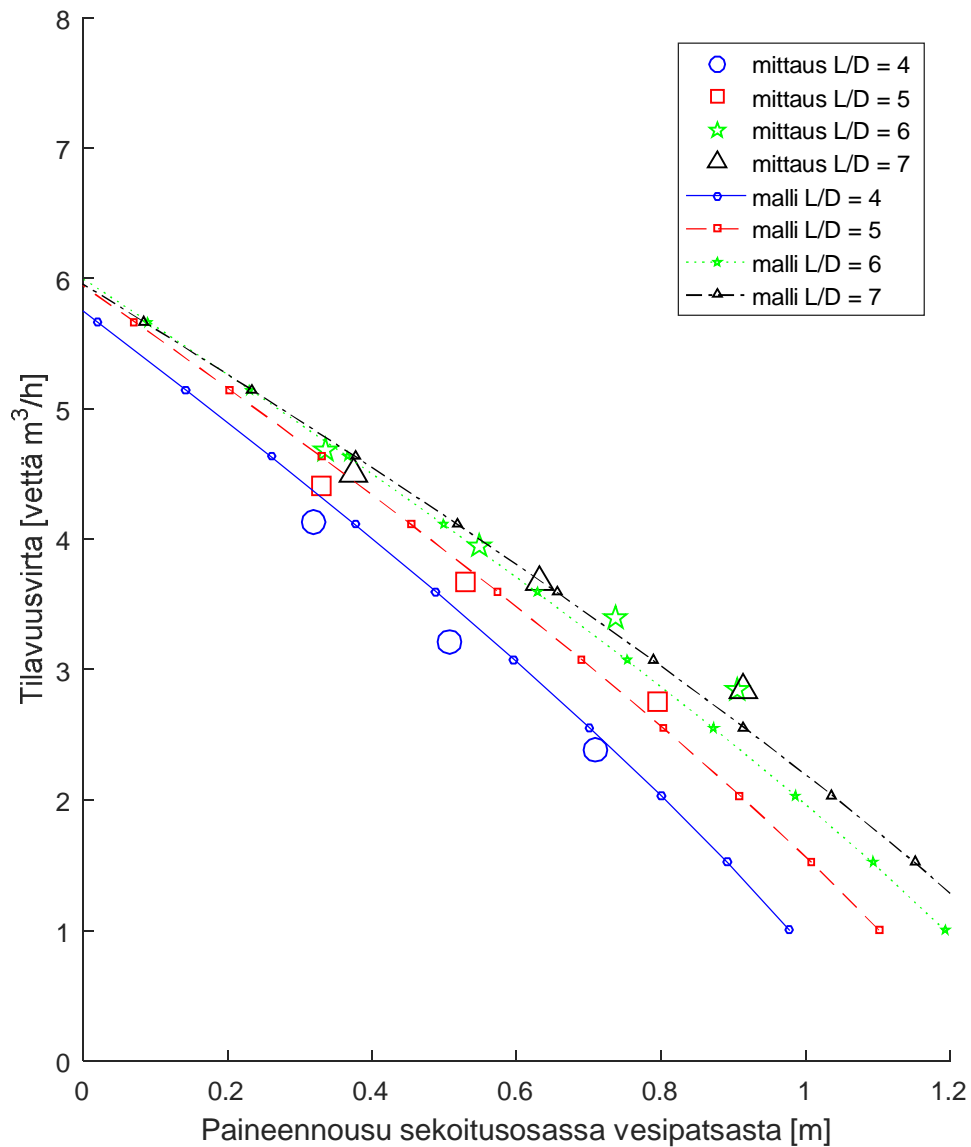
Kuva 3.9. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineen nousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D . Sekoitusosan sisähalkaisija on 50 mm ja paineilman massavirta 0,127 kg/s.

Kuva 3.9 esittää mittaustulokset vastaavalla geometrialla kuin kuva 3.8, mutta painetaso ilmaputken lopussa vähenee stagnaatiopaineeksi 3,5 bar ja massavirta on muuttunut vastaavasti. Hyödyksi tulevaksi keskinopeudeksi on oletettu $V_{g,1} = 1,1 \cdot 313,2 \text{ m/s}$. Malli ja mittaukset vastaavat melko hyvin toisiaan kaikissa tapauksissa lukuun ottamatta sekoitusosan pituutta $L/D = 4$.



Kuva 3.10. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D . Sekoitusosan sisähalkaisija on 50 mm paineilman massavirta on 0,162 kg/s.

Kuva 3.10 esittää mittaustulokset sekoitusosan sisähalkaisijalla 50 mm ja paineilmaputken sisähalkaisijalla 17,3 mm. Stagnaatiopaine on paineilmaputken lopussa 2,92 bar. Mittaukset antavat mallia suurempia tuloksia kaikissa mittapisteissä erityisesti sekoitusosan pituuksien kasvaessa. Hyödyksi tulevaksi keskinopeudeksi on oletettu $V_{g,1} = 1,05 * 313,2 \text{ m/s}$.



Kuva 3.11. Pumpatut tilavuusvirrat sekoitusosassa tapahtuvan paineennousun funktiona eri sekoitusosan pituuksilla suhteessa sekoitusosan sisähalkaisijaan L/D . Sekoitusosan sisähalkaisija on 50 mm ja paineilman massavirta on 0,132 kg/s.

Kuva 3.11 esittää mittaustulokset vastaavalla geometrialla kuin kuva 3.10, mutta painetaso ilmaputken lopussa vähenee stagnaatiopaineeksi 2,39 bar ja massavirta on muuttunut vastaavasti. Malli ja mittaukset vastaavat melko hyvin toisiaan kaikilla nostokorkeuksilla ja sekoitusosan pituuksilla. Hyödyksi tulevaksi keskinopeudeksi on oletettu paineilmaputken lopussa oleva äänennopeus $V_{g,1} = 313,2 \text{ m/s}$.

Kaikissa kuvissa 3.4 - 3.11 nähdään mallissa ja mittauksissa optimaalisen sekoitusosan pituuden pienenevän tai siirtyvän kohti pienempää arvoa tilavuusvirran kasvaessa. Mallin mukaan tämä johtuu tilavuusvirtojen mukana kasvavista kitkapainehäviöistä ja ilmasuihkun pienentyneestä poikkipinnasta luovuttaa liikemääräänsä nestekalvon paksuuden kasvaessa. Nestekalvon paksuus riippuu mallin mukaan ilmasuihkun lisäksi nesteen tilavuusvirrasta ja dynaamisesta viskositeetista, joiden kasvaminen kasvattaa myös nestekalvon paksuutta. Malli ennustaa yleisesti melko hyvin optimaalisen sekoituspituuden. Sekoitusosan pituuden suhteen tulokset muuttuvat likimain oikein suuressa akryyliputkessa 74 mm, mutta pienessä akryyliputkessa 50 mm tulokset eivät muutu samalla tavalla kuin mittauksissa.

Kaikissa kuvien 3.4 - 3.11 mittauksissa siirretty tilavuusvirta heikkeni odotetusti nostokorkeuksien kasvaessa, kuten mallikin ennusti. Mittausten perusteella malli antaa lähes kaikissa tapauksissa alarajan pumpatulle tilavuusvirralle. Ainoastaan Kuva 3.9 malli antoi sekoitusosan pituudella $L/D = 4$ selvästi suurempia tuloksia kuin mittaukset. Malli vastaa likimain mittauksia kuvissa 3.2 - 3.5 nostokorkeuksilla alle n. 0,6 m. Yleisesti malli ennustaa pumppauksen pienillä nostokorkeuksilla paremmin kuin suurilla nostokorkeuksilla. Suuremmilla nostokorkeuksilla mitatut tulokset ovat suurempia kuin mallin antamat tulokset. Erityisesti pumppaus jatkuu pidempään kuin mallin perusteella. Pumppaus muuttuu tilavuusvirran vähetessä entistä enemmän sykäysmäiseksi. Luultavasti virtauksen kaoottinen pyöriminen ja sykäysmäisyys vähäisen tilavuusvirran vuoksi auttavat tässä vaiheessa pumppaamisessa eikä tätä voida työssä olevalla teorialla selittää. Toisena selityksenä voi olla, että ilmasuihkun nopeusprofiilin kehittymiseen vaikuttaa suuresti nesteen tilavuusvirran määrä, joka jää mallissa huomiotta. Ympäröivä nestevirtaus haittaa ilmasuihkun virtausta ja saattaa luoda takaisinpyörteitä, joiden vuoksi ilmasuihku kehittyy hitaammin. Nesteen tilavuusvirran vähetessä ilmasuihkun nopeusprofiili todennäköisesti kehittyy nopeammin kuin nyt on mallissa laskettu.

Parhaiten malli vastaa mittauksia kuvissa 3.9 ja 3.11. Kuvissa 3.8 ja 3.10 malli aliarvioi pumpatut tilavuusvirrat kaikilla nostokorkeuksilla ja sekoitusosan pituuksilla. Näissä kuvissa mallin ja mittausten erot kasvavat sekoitusosan pituuksien ja nostokorkeuksien kasvaessa siten, että mallin antamat tulokset jäävät entistä enemmän mittauksien alapuolelle. Näissä mittauksissa paineilman massavirta suhteessa sekoitusosan poikkipintaan on suurimmillaan tehdyistä kokeista. Mallin käyttöä tulisikin välttää suuremmilla ja pienemmillä painetasoilla ja paineilman massavirroilla suhteessa sekoitusosan poikkipintaan kuin tässä työssä on tehty. Mallin antamat väärät tulokset voivat johtua useasta eri syystä. Mahdollisesti virheet johtuvat nopeusprofiilin kehittymisen tai kitkapainehäviöiden väärästä laskennasta. Ehkä myös ilmasuihkun sekoitusosan alussa oleva keskinopeus $V_{g,1}$ kasvaa, kun paineilman massavirta suhteessa sekoitusosan poikkipintaan kasvaa.

Yleisesti sekoittuminen riippuu lähinnä ilmasuihkun painetasosta sekä paineilman ja nesteen massavirroista. Pienempi vaikutus saattaa olla myös nesteen pintajännityksellä ja viskositeetilla sekä mahdollisesti faasien välisellä lämmönsiirrolla. Koska sekoittuminen

voi olla hyvin erilaista nesteestä riippuen, mallin antamat tulokset eivät välttämättä täysin suoraan päde muille nesteille, vaikka aineominaisuudet huomioidaankin mallissa pintajännitystä lukuun ottamatta.

4. LÄMMÖNSIIRTO SUOLASULASTA PAINEIL- MAAN

Suolasulan keskimääräinen lämpötila on pumppauksen aikana tavallisesti n. 800 – 900 °C, kun taas paineilma on tavallisesti lähellä huonelämpötilaa lähtiessään paineilmasäiliöstä. Koska suolasulan jähmettymislämpötila on $T_{kuona} = 760\text{ °C}$, muodostuu joissakin tapauksissa suurien lämpötilaerojen vuoksi paineilmaputken ympärille jähmettynyt kerros suolasulaa. Tässä työssä oletetaan, että suolasulan jähmettyminen johtuu vain jähmettymislämpötilan alituksesta. Todellisuudessa erilaiset suolasulan nopeusgradientit jähmettynyttä kerrosta ympäröivässä rajakerroksessa tai epänewtoniset ominaisuudet saattavat vielä vaikuttaa lisää jähmettyneen kerroksen muodostumiseen ja paikallaan pysymiseen. Kaikissa tämän työn lämmönsiirtolaskennoissa oletetaan stationääritila, jolloin jähmettyminen on tapahtunut lopulliseen tilaansa. Faasinmuutoksista ja jähmettyneen suolasulan kylmenemisestä seuraavat lämpömäärät jätetään huomiotta. Tämän työn lämmönsiirtolaskut kuvaavat siis alarajan lämmönsiirrolle, joka tapahtuu jähmettyneen kerroksen muodostumisen aikana.

Suolasulan jähmettyneen kerroksen paksuus voidaan laskea stationääritilanteessa lämmönsiirron avulla olettaen jähmettyneen kerroksen pintalämpötilaksi jähmettymislämpötila. Laskenta edellyttää aineominaisuuksien ja konvektiivisten lämmönsiirtokertoimien tuntemista sekä suolasulalle että ilmalle. Laskennassa jätetään huomiotta paineilmaputken seinillä tapahtuva johtuminen, kosketusvastukset ja aksiaalisuuntaiset johtumiset jähmettyneessä kerroksessa.

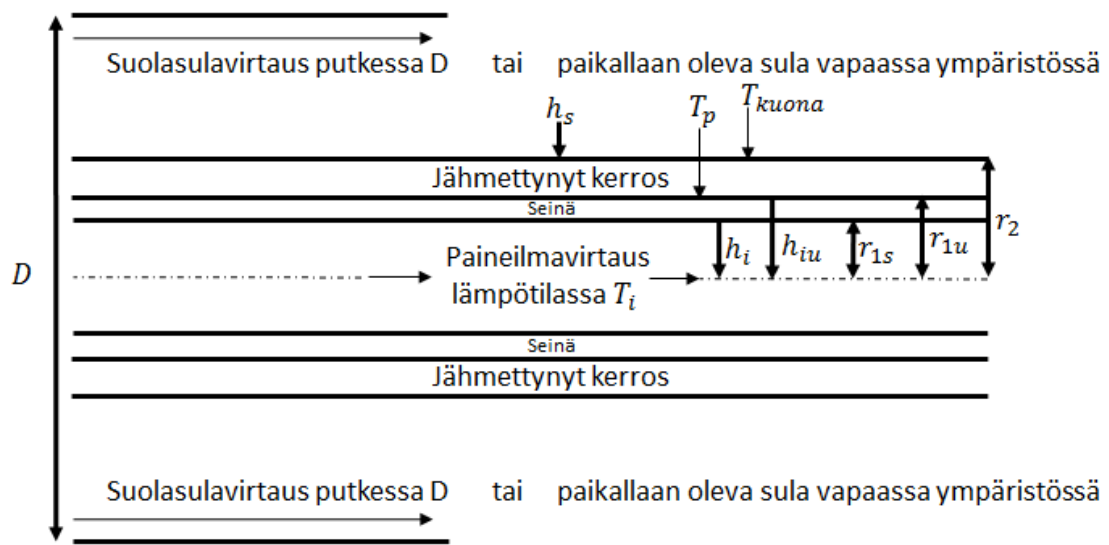
Kappaleessa esitetään lämmönsiirtoyhtälö jähmettymisen kanssa ja yleisesti merkittävimmät lämmönsiirtotapaukset paineilman lämmittämistä suolasulassa tai suolasulavirtauksessa. Kaikkia ajasta riippuvia lämmönsiirtotilanteita ei ole tässä kappaleessa tuotu esille, mutta stationääritilanteen kaikki yleisimmät lämmönsiirtotapaukset on esitetty. Nämä tapaukset ovat pakotettu ja luonnollinen konvektio suolasulasta paineilmaputkeen suolasulan imuputkessa ja luonnollinen konvektio suolasulasta sulapinnan alla olevaan paineilmaputkeen. Lopuksi esitetään, kuinka lämmönsiirtotuloksia lasketaan eri lämmönsiirtoon vaikuttavien suureiden funktiona. Suolasulan aineominaisuudet on esitetty kootusti liitteessä työn lopussa.

4.1 Yleiset lämmönsiirtoyhtälöt suolasulasta paineilmaan

Lasketaan lämmönsiirto suolasulasta tai suolasulan imuputkessa virtaavasta suolasulasta paineilmaan stationäärisesti. Oletetaan virtaussuuntainen johtuminen jähmettyneessä

suolasulassa ja ilmaputken seinissä merkityksettömäksi. Kaikki laskut esitetään sylinterikoordinaatistossa, jossa lämmönsiirto oletetaan aksiaalisymmetriseksi. Todellisuudessa lämmönsiirto ja jähmettyminen saattaa olla erilaista eri puolilla ilmaputkea.

Suolasulan imuputken sisässä pakotettu konvektio hallitsee suurilla tilavuusvirroilla lämmönsiirtoa luonnolliseen konvektioon nähden. Pienillä suolasulan tilavuusvirroilla sekä luonnollinen että pakotettu konvektio vaikuttavat lämmönsiirtoon. Ilmaputken kulkiessa imuputken ulkopuolella suolasulan pinnantason alapuolella lämmönsiirtoa hallitsee luonnollinen konvektio suolasulasta paineilmaputkeen tai jähmettyneen kerroksen ulkopintaan. Kuva 4.1 esittää lämmönsiirtoa jähmettymisen kanssa sekä suolasulan imuputken sisällä että sulapinnan alla.



Kuva 4.1. Lämmönsiirto suolasulasta paineilmaputkeen jähmettymisen kanssa suolasulan imuputken sisällä ja sulapinnan alla. Katkoviiva esittää paineilmaputken keskiakselia.

Kun jähmettynyt kerros muodostuu, on siirtyvä lämpöteho Q suolasulasta paineilmaan putken pituutta $L_{\text{lämmitys}}$ kohti

$$\frac{Q}{L_{\text{lämmitys}}} = h_{iu}(T_p - T_i)2\pi r_{1u} = \frac{2\pi k_{\text{jähm}}(T_{\text{kuona}} - T_p)}{\ln\left(\frac{r_2}{r_{1u}}\right)} = h_s(T_{\text{sula}} - T_{\text{kuona}})2\pi r_2 \quad (4.1)$$

jossa h_{iu} on paineilman konvektiivinen lämmönsiirtokerroin määriteltynä paineilmaputken ulkoseinältä, h_s on suolasulan konvektiivinen lämmönsiirtokerroin, r_2 jähmettyneen kerroksen säde ilmaputken keskiakselista, $r_2 - r_{1u}$ jähmettyneen kerroksen paksuus, r_{1u} ilmaputken ulkosäde, T_p ilmaputken pintalämpötila, T_i paineilman stagnaatiolämpötila, $k_{\text{jähm}} = 1 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ jähmettyneen suolasulan lämmönjohtavuus ja T_{sula} suolasulan

lämpötila. Jähmettyneen kerroksen ulkopinnan lämpötila on suolasulan jähmettymislämpötila $T_{kuona} = 760$ °C. Jos paineilman sisäpuolinen lämmönsiirtokerroin h_i tunnetaan, voidaan paineilman konvektiivinen lämmönsiirtokerroin ulkoseinältä laskea $h_{iu} = h_i \frac{r_{1s}}{r_{1u}}$.

Vasemman puoleisesta yhtälöstä (4.1) voidaan ratkaista ilmaputken seinien lämpötila

$$T_p = \frac{h_{iu} T_i r_{1u} \ln\left(\frac{r_2}{r_{1u}}\right) + k_{jähm} T_{kuona}}{h_{iu} r_{1u} \ln\left(\frac{r_2}{r_{1u}}\right) + k_{jähm}} \quad (4.2)$$

Jähmettynyt kerros muodostuu, kun $T_p < T_{kuona}$.

Sijoittamalla edellinen tulos (4.2) jälkimmäiseen yhtälöön (4.1), saadaan

$$h_s \frac{r_2}{r_{1u}} (T_{sula} - T_{kuona}) = \frac{k_{jähm} h_{iu} (T_{kuona} - T_i)}{h_{iu} r_{1u} \ln\left(\frac{r_2}{r_{1u}}\right) + k_{jähm}} \quad (4.3)$$

Yhtälöstä (4.3) voidaan ratkaista numeerisesti r_2 , joka kertoo jähmettyneen suolasulakerroksen ja paineilmaputken keskiakselin välisen säteen. Jähmettyneen kerroksen paksuudeksi tulee $r_2 - r_{1u}$. Jähmettynyt kerros pienenee paineilman lämpötilan ja konvektiivisen lämmönsiirtokertoimen h_s kasvaessa tai konvektiivisen lämmönsiirtokertoimen h_{iu} pienetessä.

Mikäli jähmettynyttä kerrosta ei muodostu, saadaan lämmönsiirtoyhtälöksi

$$\frac{Q}{L_{lämmitys}} = h_{iu} (T_p - T_i) 2\pi r_{1u} = h_s (T_{sula} - T_p) 2\pi r_{1u} \quad (4.4)$$

Seinien lämpötilaksi T_p saadaan

$$T_p = \frac{h_s T_{sula} + h_{iu} T_i}{h_s + h_{iu}} \quad (4.5)$$

Yhtälöissä (4.1 - 4.5) esiintyvä konvektiivinen lämmönsiirtokerroin h_s on tapauskohtaisesti arvioitava. Kaikki lämmönsiirtotapaukset suolasulasta paineilmaan voidaan rat-

kaista kaavoilla (4.1 – 4.5), kunhan konvektiivinen lämmönsiirtokerroin h_s lasketaan oikeasta korrelaatiosta. Seuraavaksi kerrotaan tämän lämmönsiirtokertoimen laskennasta eri lämmitystapauksissa.

4.1.1 Pakotettu konvektio suolasulan imuputkessa

Pakotettu konvektiivinen lämmönsiirtokerroin riippuu virtauksen tyypistä. Kriittinen raja virtauksen pysymisenä laminaarina kanavissa on $Re_{D_h} \lesssim 2800$. Vastaava raja pyöreässä putkessa on $Re_{D_h} \lesssim 2300$. Todennäköinen kriittinen Reynoldsin luku on suolasulavirtauksen sisäkkäisten sylintereiden virtauksessa välillä $2300 \lesssim Re_{D_h} \lesssim 2800$. Jähmettynyt kerros luo häiriöitä virtaukseen, joka vie mahdollisesti kriittistä Reynoldsin lukua vielä alemmaksi.

Häiriöllisessä kanavavirtauksessa on laminaareja pyörteitä Reynoldsin alarajalle $Re_{D_h} \cong 1200$ asti, jolloin lämmönsiirto on tasaista laminaaria lämmönsiirtoa suurempaa (Lampio 2012, s. 52, 59). Tämän perusteella konvektiivisille lämmönsiirtokertoimille tehdään tässä työssä lineaarinen sovite laminaarin ja turbulentin lämmönsiirron transitoalueella välillä $1200 \leq Re_{D_h} \leq 3000$ ainoastaan Reynoldsin luvun funktiona. Lämmönsiirto lasketaan transitoalueella selvittämällä laminaari lämmönsiirto Reynoldsin luvulla 1200 ja turbulentti lämmönsiirto luvulla 3000, jonka jälkeen transitoalueen lineaarisesta soviteesta lasketaan lämmönsiirto tapauksen todellisella Reynoldsin luvulla. Kaikissa laskeissa Nusseltin luvussa esiintyvä hydraulinen halkaisija on sama kuin todellisessa Reynoldsin luvussa.

Reynoldsin luku on laskettavissa suolasulavirtaukselle Kuva 4.1 geometriassa

$$Re_{D_{h,imuputki}} = \frac{VD_{h,imuputki}}{\nu} = 4 \frac{Q_{sula}}{\pi(D_{ip} + d_2)\nu} \quad (4.6)$$

jossa Q_{sula} on suolasulan tilavuusvirta.

Oletetaan virtauksen olevan täysin laminaari lämmönsiirron kannalta, kun $Re_{D_h} \leq 1200$. Tällöin lämmönsiirto voidaan laskea kanavavirtauksissa (Mills 1999, s. 274)

$$\overline{Nu}_{D_{h,imuputki}} = 7,54 + \frac{0,03(D_{h,imuputki}/L)Re_{D_{h,imuputki}}Pr}{1 + 0,016 \left[(D_{h,imuputki}/L)Re_{D_{h,imuputki}}Pr \right]^{2/3}} \quad (4.7)$$

jossa $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$. Kinemaattinen viskositeetti on laskettavissa suolasulalle $\nu = \frac{\mu_{sula}}{\rho_{sula}}$ ja termi-
nen diffusiviteetti $\alpha = \frac{k_{sula}}{\rho_{sula} c_p}$. Oletetaan suolasulan lämmönjohtavuudeksi $k_{sula} =$
 $0,45 \frac{W}{mK}$, tiheydeksi $\rho_{sula} = 1800 \frac{kg}{m^3}$ ja ominaislämpökapasiteetiksi $c_p = 1800 J/kg$.

Saadaan lämmitysmatkan keskimääräiseksi konvektiiviseksi lämmönsiirtokertoimeksi

$$\bar{h}_s = k_{sula} \frac{7,54 + \frac{0,03(D_{h,imuputki}/L)Re_{D_{h,imuputki}}Pr}{1 + 0,016[(D_{h,imuputki}/L)Re_{D_{h,imuputki}}Pr]^{2/3}}}{D_{ip} - d_2}$$

Laminaarissa virtauksessa konvektiivinen lämmönsiirtokerroin muuttuu virtaussuunnassa. Käytetään laskennassa kuitenkin yksinkertaistuksen vuoksi keskimääräistä arvoa riippumatta paikasta. Asiasta on kerrottu tarkemmin kappaleessa 4.2.

Tulos (4.7) on voimassa tarkkaan ottaen isotermissille seinille kanavavirtauksessa, mutta sitä sovelletaan tässä työssä kaikkiin laminaareihin virtauksiin suolasulavirtauksen sisäkkäisten sylintereiden tapauksessa. Turbulenssin alkamista on tutkittu tarkemmin sisäkkäisten sylintereiden täysin kehittyneissä virtauksissa (Dou et al. 2010). Tutkimuksessa on huomattu, että turbulentti virtaus alkaa aiemmin sisäkkäisen sylinterin ulkopinnalla kuin ulomman sylinterin sisäpinnalla. Tutkimuksessa esitettiin, kuinka kriittinen Reynoldsin luku turbulentin virtauksen alkamiseksi sisäkkäisen sylinterin pinnalla pienenee sisäkkäisen sylinterin pienetessä. Kun $\frac{d_2}{D_{ip}}$ lähestyy nollaa, lähestyy myös kriittinen Reynoldsin luku nollaa. Reynoldsin luku oli määritelty kuten tässä työssä (4.6). Tutkimus tehtiin newtonisille nesteille, mutta esitetyt tulokset voidaan laajentaa myös epänewtonisille nesteille. Suolasulavirtaukseen tulos (4.7) on kuitenkin käytännössä sopiva, koska jähmettynyt kerros ulottuu tavallisesti lähelle suolasulan imuputken sisäseinää laminaarissa virtauksessa.

Täysin turbulentissa virtauksessa lasketaan lämmönsiirto käyttäen Gnielinskin korrelaatiota. Kitkakertoimeksi voidaan olettaa suolasulavirtauksessa $\xi = 0,06$, koska jähmettyneen kerroksen pinta tai paineilmaputken pinta on tavallisesti hyvin karhea. Gnielinskin lämmönsiirtokorrelaatio on (Mills 1999, s. 270)

$$Nu_{D_{h,imuputki}} = \frac{\left(\frac{\xi}{8}\right)(Re_{D_{h,imuputki}} - 1000)Pr}{1 + 12,7\left(\frac{\xi}{8}\right)^{\frac{1}{2}}(Pr^{\frac{2}{3}} - 1)} \quad (4.8)$$

joten konvektiiviseksi lämmönsiirtokertoimeksi tulee

$$h_s = \frac{k_{sula} \left(\frac{\xi}{8}\right) \left(4 \frac{Q_l}{\pi(D_{ip} + d_2)v} - 1000\right) Pr}{(D_{ip} - d_2) \left(1 + 12,7 \left(\frac{\xi}{8}\right)^{\frac{1}{2}} \left(Pr^{\frac{2}{3}} - 1\right)\right)}$$

Gnielinskin korrelaatio (4.8) on voimassa kun $3\,000 < Re_{D_h} < 10^6$. Paineilman sisäpuolinen konvektiivinen lämmönsiirtokerroin h_i voidaan myös laskea Gnielinskin korrelaatiolla.

Dirker & Meyer (2002) ovat tarkemmin tutkineet sisäkkäisten sylintereiden tapaukseen kehitettyjä erilaisia lämmönsiirtokorrelaatioita turbulentissa virtauksessa. Tässä työssä käytetään yleisempää Gnielinskin korrelaatiota.

4.1.2 Luonnollinen konvektio suolasulan imuputkessa

Pienillä suolasulan tilavuusvirroilla ja suurilla lämpötiloilla luonnollinen konvektio suolasulasta paineilmaputkeen tai jähmettyneeseen kerrokseen hallitsee lämmönsiirtoa. Luonnollisessa konvektiossa sisäkkäin olevissa sylintereissä on johtumisen laskennassa suolasulan lämmönjohtavuus k_{sula} korvattava suolasulan efektiivisellä lämmönjohtavuudella $k_{eff,sula}$:lla (Mills 1999, s. 305), joka saadaan

$$\frac{k_{eff,sula}}{k_{sula}} = 0,386 \left(\frac{Pr}{0,861 + Pr} \right)^{1/4} Ra_{cyl}^{1/4} \quad (4.9)$$

jossa Ra_{cyl} on määritelty

$$Ra_{cyl} = \frac{[\ln(D_{ip}/d_2)]^4}{(d_2^{-3/5} + D_{ip}^{-3/5})^5} \frac{\beta_{sula} \Delta T g}{v^2} Pr$$

jossa $\Delta T = T_{sula} - T_{kuona}$ ja lämpölaajenemiskerroin $\beta_{sula} = \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T} \big|_{p=vakio}$, jossa $v = \frac{1}{\rho_{sula}}$. Suolasulan tiheys riippuu huomattavasti sen koostumuksesta ja vähemmässä määrin lämpötilasta. Tähän työhön arvioitiin $\beta_{sula} \approx 8 \cdot 10^{-4} \frac{1}{K}$ lämpötilan funktiona.

Jos jähmettymistä ei ole, on voimassa $d_2 = d_{1u}$. Kaava (4.9) on voimassa kun $10^2 < Ra_{cyl} < 10^7$. Jos $k_{eff,sula} < k_{sula}$, käytetään johtumisen laskennassa $k_{eff,sula} = k_{sula}$.

Kun $k_{eff,sula}$ on laskettu, johtuminen voidaan ilmaista konvektiivisen lämmönsiirtoker-toimen avulla puhtaassa johtumisessa suolasulasta jähmettyneen kerroksen tai paineilma-putken pintaan

$$h_s = \frac{k_{eff,sula}}{r_2 \ln\left(\frac{D_{ip}}{d_2}\right)}$$

Tuloksessa (4.9) lasketaan johtuminen sisäkkäisten sylintereiden sisällä suolasulan imu-putken lämpötilasta asti. Oletetaan tässä työssä suolasulan imuputken lämpötilaksi suola-sulan keskimääräinen lämpötila T_{sula} . Tarkasti ottaen suolasula on keskimääräisessä läm-pötilassaan jo lähempänä jähmettynyttä kerrosta, jolloin lämmönsiirto on suurempaa.

Lisäksi todellisuudessa lämmönsiirto on suurempaa suolasulasta paineilmaan kuin luon-nollisen konvektion tuloksesta (4.9) voidaan laskea, koska pakotettua konvektiota on suo-lasulavirtauksen mukana. Tätä laskelmaa voidaankin pitää alarajana todelliselle lämmön-siirrolle. Yhteistä luonnollisen ja pakotetun konvektion lämmönsiirtoa on tutkittu myös tarkasti virtauksen kehitymisalueessa sisäkkäisten sylintereiden tapauksessa (Moham-med et al. 2010).

4.1.3 Luonnollinen konvektio vaakatasossa olevaan putkeen

Paineilmaputki voi kulkea myös suolasulan pinnan alla. Lämmönsiirtoa hallitsee tällöin luonnollinen konvektio suolasulasta joko paineilmaputken tai jähmettyneen kerroksen pintaan.

Luonnollisen konvektion lämmönsiirtokorrelaatio vaakatasossa olevalle putkelle on la-minaarissa tapauksessa (Mills 1999, s. 294)

$$\overline{Nu}_{d_2} = 0,36 + \frac{0,518 Ra_{d_2}^{0,25}}{[1 + (0,559/Pr)^{9/16}]^{4/9}}$$

(4.10)

joten konvektiiviseksi lämmönsiirtokertoimeksi tulee

$$\bar{h}_s = \frac{k_{sula} \left(0,36 + \frac{0,518 Ra_p^{0,25}}{[1 + (0,559/Pr)^{9/16}]^{4/9}} \right)}{d_2}$$

Kaava on voimassa, kun $10^{-6} < Ra_D \lesssim 10^9$. Rayleigh'n luku on määritelty

$$Ra_{d_2} = Gr_{d_2} Pr = \frac{\beta \Delta T g d_2^3}{\nu^2} Pr$$

Vastaavasti turbulentille virtaukselle on voimassa (Mills 1999, s. 295)

$$\overline{Nu}_{d_2} = \left\{ 0,60 + 0,387 \left[\frac{Ra_D}{[1 + (0,559/Pr)^{9/16}]^{16/9}} \right]^{1/6} \right\}^2 \quad (4.11)$$

joten konvektiiviseksi lämmönsiirtokertoimeksi tulee

$$\bar{h}_s = \frac{k_{sula} \left\{ 0,60 + 0,387 \left[\frac{Ra_{d_2}}{[1 + (0,559/Pr)^{9/16}]^{16/9}} \right]^{1/6} \right\}}{d_2}$$

Kaava on voimassa turbulentissa tapauksessa kun $Ra_D > 10^9$. Laminaari (4.10) ja turbulentti (4.11) korrelaatio eroavat toisistaan kohdassa $Ra_D = 10^9$.

Jos paineilmaputki kulkee suolasulan imuputken päällä, lämmönsiirrosta saattaa tulla suurilla jähmettyneen kerroksen paksuuksilla luonnollisen ja pakotetun konvektion kytkeyty lämmönsiirto. Tällaisessa tapauksessa osa lämmönsiirrosta tulee pumpattavasta suolasulasta. Tässä tutkimuksessa ei voitaisi kuitenkaan enää olettaa jähmettyynyttä kerrosta säteen suunnassa muuttumattomaksi. Tämä tilanne on kuitenkin työn ulkopuolella.

4.2 Lämmönsiirtotulosten laskenta eri suihkupumpun geometrioilla ja suolasulavirtauksilla

Suolasulasuihkupumpun optimoimiseksi on laskettava lämmönsiirtoa erilaisilla geometrioilla ja eri virtaustilanteissa. Lämmönsiirron tuloksia lasketaan vain tietyissä toimintapisteissä tarkasti, koska lämmönsiirron tarkka laskeminen paineilman virtausmatkan jokaisessa laskentapisteessä toistuvasti saattaisi muodostua laskennan stabiiliuden ja laskentakustannusten vuoksi vaivalloiseksi. Tässä kappaleessa kuvailtujen laskettujen arvojen perusteella voidaan saada halutut arvot missä tahansa sulasuuhkupumpun toimintatilanteessa lineaarisen interpolaation avulla.

Kappaleessa 5 ja 6 esitetyt paineilmaputken tulokset vaativat seinälämpötilan tietämistä ja suolasulan imuputken kitkapainehäviöiden laskemiseksi on tiedettävä jähmettyneen kerroksen paksuus eri tilanteissa. Tässä kappaleessa esitetään lämmönsiirron laskenta paineilmaputken kulkiessa suolasulan imuputken sisällä. Paineilmaputken ollessa sulapinnan alla on laskenta vielä yksinkertaisempi, jota ei tässä esitellä.

Paineilmaputken seinien lämpötila T_p ja jähmettyneen kerroksen ulkosäde r_2 ilmaputken keskiakselista ovat funktioita ilmaputken ulkosäteestä r_{1u} , paineilman stagnaatiolämpö-

tilasta T_i , paineilman konvektiivisesta lämmönsiirtokertoimesta h_{iu} , suolasulan tilavuusvirrasta Q_{sula} , lämmitysmatkan pituudesta $L_{lämmitys}$ ja suolasulan lämpötilasta T_{sula} , joten

$$T_p = f(r_{1u}, T_i, h_{iu}, Q_{sula}, L_{lämmitys}, T_{sula})$$

ja

$$r_2 = f(r_{1u}, T_i, h_{iu}, Q_{sula}, L_{lämmitys}, T_{sula})$$

Seinien lämpötilojen T_p ja jähmettyneen kerroksen ulkosäteen r_2 tuloksia on laskettu siten, että ilmaputken ulkosäteiksi r_{1u} on valittu

$$r_{1u} = \begin{Bmatrix} 0,0085 \\ 0,01125 \\ 0,014 \end{Bmatrix} m$$

ja paineilman stagnaatiolämpötilojen T_i lasketut arvot ovat

$$T_i = \begin{Bmatrix} -20 \\ 80 \\ 180 \\ 280 \\ 380 \\ 480 \\ 580 \\ 680 \end{Bmatrix} ^\circ C$$

Stagnaatiolämpötilan laskennasta on kerrottu enemmän kaasudynamiikan laskennan yhteydessä kappaleessa 5.

Paineilman konvektiivisen lämmönsiirtokertoimen h_{iu} lasketut arvot ovat

$$h_{iu} = \begin{Bmatrix} 250 \\ 400 \\ 700 \\ 1100 \\ 1500 \\ 2000 \end{Bmatrix} W/(m^2 K)$$

Suolasulan tilavuusvirran Q_{sula} lasketut arvot ovat

$$Q_{sula} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 2 \\ 5 \\ 10 \\ 15 \end{Bmatrix} m^3/h$$

Lineaarisen interpolaation mahdollistamiseksi lasketaan myös tapaus, jossa suolasulan tilavuusvirtaa ei ole $Q_{sula} = 0$. Tällöin huomioidaan lämmönsiirto luonnollisena konvektiona suolasulan ollessa paikoillaan nestemuodossa jähmettyneen kerroksen ulkopuolella. Johtumisyhtälössä (4.9) oletetaan johtumisen tapahtuvan suolasulavirtauksen keskimääräiseen lämpötilaan, joka saavutetaan laskennallisesti vasta suolasulan imuputken sisäseinällä. Tällöin jähmettynyt kerros saattaa ulottua luonnollisen konvektion perusteella seinälle asti tai jäädä sen alle. Mikäli jähmettynyt kerros laskennan perusteella ulottuu seinälle asti, voidaan seinien lämpötila laskea tuloksesta (4.2). Tällöin lämmönsiirto oletetaan olevan johtumista imuputken seiniltä, jotka ovat jähmettymislämpötilassa.

Kun suolasulaa varsinaisesti virtaa $Q_{sula} > 0$ lasketaan erikseen luonnollinen ja pakotettu konvektio ja valitaan näistä lämmönsiirroltaan suurempi arvo kuvaamaan lämmönsiirtoa. Todellisuudessa luonnollisen konvektion ja pakotetun konvektion yhteisvaikutus siis suurentaa lämmönsiirtoa tämän työn arvoista. Tarkka laskeminen vaatisi kuitenkin numeeristen ohjelmien käyttöä ja paljon laskentatyötä. Pakotetussa konvektiossa lämmönsiirron laskennasta laminaarin ja turbulentin virtauksen transitoalueella on kerrottu tarkemmin kappaleessa 4.1.1.

Lämmitysosien pituuksien $L_{lämmitys}$ lasketut arvot ovat

$$L_{lämmitys} = \left\{ \begin{matrix} 0,3 \\ 1 \\ 2 \\ 3,5 \\ 5 \end{matrix} \right\} m$$

ja suolasulan lämpötilojen T_{sula} lasketut arvot ovat

$$T_{sula} = \left\{ \begin{matrix} 680 \\ 760 \\ 800 \\ 900 \end{matrix} \right\} ^\circ C$$

Vaikka virtaavan suolasulan lämpötilat $680^\circ C$ ja $760^\circ C$ ovat fysikaalisesti mahdottomia, ovat ne laskentaohjelman kannalta järkevä muodostaa. Suolasulan saavuttaessa jähmettymislämpötilan $760^\circ C$ tiedetään suolasulavirtauksen loppuvan, jolloin voidaan olettaa jähmettyneen kerroksen ylettyvän suolasulan imuputken seinälle asti riippumatta muista suureista. Oletetaan lämmönsiirtoa silti tapahtuvan johtumisen avulla, joten ilmaputken seinien lämpötila tässä tapauksessa voidaan laskea tuloksesta (4.2). Tällainen oletus tehdään lähinnä lineaarisen interpolaation mahdollistamiseksi pienillä suolasulan lämpötiloilla. Samoin suolasulan lämpötilan annetaan tarvittaessa vähentyä fysikaalisesti mahdottomalla tavalla alle jähmettymispisteen laskennan stabiiliuden vuoksi. Suolasulan lämpötilan ollessa $680^\circ C$ oletetaan lämmityksen loppuvan huolimatta paineilman stagnaatiolämpötilasta.

Edellä kuvatulla tavalla paineilmaputken seinälämpötilat T_p ja jähmettyneen kerroksen ulkosäde r_2 voidaan taulukoida matriisiin, jonka koko on (3,8,6,5,5,4). Halutut arvot seinien lämpötilalle tai jähmettyneen kerroksen paksuudelle saadaan taulukoista lineaarisesti interpoloimalla. Edellä kuvatuissa laskuissa oletetaan suolasulan lämpötilan pysyvän koko virtausmatkan ajan vakiona riippumatta suolasulan tilavuusvirrasta. Tämä ei todellisuudessa pidä paikkaansa, koska virtaavan suolasulan lämpötila laskee sen luovuttaessa lämpöä paineilmaan virtausmatkan ajan. Vastaavasti on oletettu, että suolasulavirtauksen konvektiivinen lämmönsiirtokerroin h_s jähmettyneen kerroksen pintaan tai ilmaputken ulkopintaan on vakio koko virtausmatkan ajan. Todellisuudessa pakotetun konvektion laminaarissa tapauksessa lämmönsiirtokerroin muuttuu virtausmatkalla. Tähän sovellukseen edellä kuvatut perustuvat approksimaatiot ovat todennäköisesti riittäviä, vaikka tuloksia käytännössä sovelletaan todellisissa laskentatapauksissa lämmitysmatkalla paikallisesti siten, että suolasulan ja paineilman lämpötilat muuttuvat virtausmatkalla.

5. PAINEILMAVIRTAUSTA HALLITSEVAT YHTÄLÖT

Tässä työssä käytetään 1-dimensioista analyysia paineilmavirtauksen esittämiseen, jossa kokoonpuristuva paineilma noudattaa kaikissa tilanteissa ideaalikaasun tilayhtälöä. Kertavastushäviöiden laskennasta ei ole tässä työssä varsinaisesti kirjoitettu kokoonpuristuvassa virtauksessa, mutta kokoonpuristumattomalle virtaukselle kertavastushäviöt on esitetty tuloksessa (2.4). Tätä tulosta voitaisiin tarvittaessa karkeasti soveltaa kokoonpuristuvaan virtaukseen, kunhan kertavastushäviö tiedetään. Kokoonpuristuvassa virtauksessa tiheys muuttuu usein kertavastushäviön kohdassa poikkipinnan muutoksen vuoksi, joten tuloksen (2.4) soveltamisessa on suositeltavaa käyttää kertavastushäviön kohdassa olevia keskimääräisiä arvoja tiheydelle ja keskinopeudelle. Näitä keskimääräisiä arvoja voidaan laskea isentrooppisen virtauksen yhtälöistä.

Tämän kappaleen alussa kerrotaan paineilmavirtauksen laskemisesta eri tilanteissa sisäpuolisessa virtauksessa. Lopuksi kerrotaan virtauksesta paineilmaputkesta, suuttimesta tai Laval-suuttimesta ympäristöön.

5.1 Sisäpuolisen paineilmavirtauksen yhtälöt

Kokoonpuristuvan sisäpuolisen paineilmavirtauksen yhtälöt esitetään kolmessa tapauksessa. Isentrooppisen virtauksen yhtälöt sopivat tilanteisiin, joissa virtauksen poikkipinta muuttuu. Vakiopoikkipinnassa esitetään kitkallinen virtaus sekä adiabaattisena (Fanno flow) että lämmönsiirron kanssa. Lisäksi esitetään kuinka paineilman massavirta ja ideaalinen tiivistysisku lasketaan. Kaikki esitetyt yhtälöt ovat voimassa paineilman lisäksi myös muille kaasuille, ellei toisin mainita.

5.1.1 Yhtälöt isentrooppisessa virtauksessa

Isentrooppisen virtauksen oletus on tässä työssä voimassa paineilmaputken poikkipinnan muutoksissa. Tällöin lämpötilojen suhde kahden tilapisteen x ja y välillä on

$$\frac{T_x}{T_y} = \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2}$$

(5.1)

jossa

$$M = \frac{V}{c} = \frac{V}{\sqrt{\gamma RT}} \quad (5.2)$$

jossa M on Machin luku, V virtauksen keskinopeus, c äänennopeus, γ on kaasun adiabaattivakio (ilmalle $\gamma = 1,4$), T virtauksen lämpötila, $R = \frac{R_u}{M_m}$ virtaavan aineen moolimassasta riippuva kaasuvakio, $R_u = 8,3145 \frac{J}{mol K}$ yleinen kaasuvakio ja M_m virtaavan aineen moolimassa (ilmalle $M_m = 28,965 * 10^{-3} kg/mol$).

Tulosta (5.1) vastaavasti saadaan staattisille paineille

$$\frac{p_x}{p_y} = \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (5.3)$$

Vastaavasti saadaan tiheyksille

$$\frac{\rho_x}{\rho_y} = \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (5.4)$$

Tulokset (5.1) ja (5.3 - 5.4) on johdettu (Oosthuizen & Carscallen 2013, s. 59 - 62) käyttämällä hyväksi ideaalikaasun tilayhtälöä, energiayhtälöä ja isentrooppisen virtauksen ominaisuutta $\frac{p_x}{\rho_x^\gamma} = \frac{p_y}{\rho_y^\gamma}$.

Ideaalikaasun tilayhtälön $p = \rho_g RT$ ja jatkuvuusyhtälön yhdistämällä saadaan

$$\frac{p_x V_x A_x}{T_x} = \frac{p_y V_y A_y}{T_y} \quad (5.5)$$

Saadaan poikkipinta-alojen suhteeksi Machin lukujen funktiona isentrooppisessa virtauksessa

$$\frac{A_x}{A_y} = \frac{p_y V_y T_x}{p_x V_x T_y} = \frac{M_y}{M_x} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{1}{2}} = \frac{M_y}{M_x} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (5.6)$$

Nopeuksien suhteeksi saadaan isentrooppisessa virtauksessa käyttämällä hyväksi edellä saatuja tuloksia (5.4) ja (5.6)

$$\frac{V_x}{V_y} = \frac{\rho_y A_y}{\rho_x A_x} = \frac{M_x}{M_y} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2} \right)^{\frac{1}{\gamma-1} - \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} = \frac{M_x}{M_y} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.7)$$

Stagnaatiopaine ja stagnaatiolämpötila tarkoittavat painetta ja lämpötilaa, jotka muodostuisivat tuotaessa virtaus lepotilaan isentrooppisesti. Sijoittamalla tulokseen (5.3) $M_x = 0$ ja esittämällä tilapisteen y stagnaatiopaine $p_{0y} = p_x$ saadaan virtauksen stagnaatiopaineeksi

$$p_{0y} = p_y \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (5.8)$$

jossa p_{0y} on virtauksen stagnaatiopaine.

Vastaavasti sijoittamalla tulokseen (5.1) $M_x = 0$, saadaan virtauksen stagnaatiolämpötilaksi

$$T_{0y} = T_y \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2 \right) \quad (5.9)$$

jossa T_{0y} on virtauksen stagnaatiolämpötila. Jatkossa käytetään merkintöjä p_0 ja T_0 tarkoittamaan stagnaatiopainetta ja stagnaatiolämpötilaa.

5.1.2 Paineilman massavirta

Massavirraksi saadaan putken poikkipinta-alaa A kohti

$$\begin{aligned}
\frac{\dot{m}_g}{A} &= \rho V = \frac{p}{RT} V = \sqrt{\frac{\gamma}{RT}} p M = \sqrt{\frac{\gamma}{RT_0}} M \frac{p_0}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{1}{2}}} \\
&= \sqrt{\frac{\gamma}{RT_0}} p_0 M \left(\frac{2}{2 + (\gamma-1) M^2}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}
\end{aligned}
\tag{5.10}$$

jossa A on virtauksen poikkipinta. Tulos (5.10) on voimassa missä tahansa paineilmaputken kohdassa kaikissa virtauksissa. Massavirta suuttimen ulostuloaukon poikkipinta-alaa kohti on äänennopeudellisessa paineilmavirtauksessa ($\gamma = 1,4$)

$$\frac{\dot{m}_g}{A^*} = \rho^* V^* = p_0 \sqrt{\frac{\gamma}{RT_0}} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} = 0,5787 p_0 \sqrt{\frac{\gamma}{RT_0}}
\tag{5.11}$$

jossa A^* , ρ^* ja V^* tarkoittavat arvoja äänennopeuden kohdassa.

5.1.3 Paineilman virtauskentän yhtälöt lämmönsiirto ja seinämäkitka huomioiden vakiopoikkipintaaisessa putkessa

Ideaalikaasun tilayhtälön ja jatkuvuusyhtälön avulla saadaan vakiopoikkipintaaisessa putkessa

$$\frac{p_x V_x}{T_x} = \frac{p_y V_y}{T_y}$$

Käyttämällä tulosta (5.2) edelliseen saadaan

$$\frac{p_y}{p_x} = \frac{M_x}{M_y} \sqrt{\frac{T_y}{T_x}}
\tag{5.12}$$

Staattisten paineiden suhteeksi saadaan

$$\frac{p_y}{p_x} = \frac{M_x}{M_y} \sqrt{\frac{T_y}{T_x}} = \frac{M_x}{M_y} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{T_{0y}}{T_{0x}}} = \frac{M_x}{M_y} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2}\right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{T_{0y}}{T_{0x}}}
\tag{5.13}$$

Samoin stagnaatiopaineiden suhteeksi saadaan

$$\frac{p_{0y}}{p_{0x}} = \frac{M_x}{M_y} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{1}{2}} \sqrt{\frac{T_{0y}}{T_{0x}}} = \frac{M_x}{M_y} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \sqrt{\frac{T_{0y}}{T_{0x}}} \quad (5.14)$$

Koska massavirta ei muutu virtauksessa, olisi tulokset (5.13 - 5.14) vaihtoehtoisesti voitu johtaa myös suoraan tuloksesta (5.10).

Machin luku voidaan laskea numeerisesti ratkeavalla yhtälöllä (Oosthuizen & Carscallen 2013, s. 343 - 347) (tulos on korjattu oikeaksi alkuperäisessä lähteessä esitetystä)

$$\begin{aligned} \left(\frac{T_p - T_0}{T_0} \right) \left(\frac{1 + \gamma M^2}{2} \right) \frac{\xi dx}{2D_h} + \gamma M^2 \frac{\xi dx}{2D_h} \\ = \left\{ (1 - \gamma M^2) + \frac{1 + \gamma M^2}{2} \frac{(\gamma - 1) M^2}{[1 + (\gamma - 1) M^2 / 2]} \right\} \frac{dM}{M} \end{aligned} \quad (5.15)$$

jossa $T_0(x) = T(x) \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M(x)^2 \right)$ on stagnaatiolämpötila paikan funktiona ja vastaa-
vasti $T_p(x)$ seinän lämpötila paikan funktiona ja dx differentiaalinen muutos virtausmat-
kalla. Konvektiivinen lämmönsiirtokerroin on määritetty tuloksen (5.15) johtamisessa
seinälämpötilan T_p ja paineilman stagnaatiolämpötilan T_0 välille.

Edellisen tuloksen johtamisessa oli käytetty konvektiivisen lämmönsiirtokertoimen h las-
kemisessa Reynoldsin analogiaa, joten sisäpuoliseksi konvektiiviseksi lämmönsiirtoker-
toimeksi tuli

$$h_i = \frac{\rho V c_p \xi}{8} = \frac{\dot{m}_g c_p \xi}{A_e 8} \quad (5.16)$$

jossa c_p on kaasun ominaislämpökapasiteetti. Tarkkaan ottaen Reynoldsin analogia on
voimassa vain kun $Pr \approx 1$ kuten useimmilla kaasuilla.

Yhtälö (5.15) vaatii tietoa seinälämpötilojen $T_p(x)$ ja virtauksen stagnaatiolämpötilan
 $T_0(x)$ muutoksista. Tätä varten lämpötilajakautuma $T(x)$ voidaan ratkaista tunnetuilla
Machin luvuilla M ja sen muutoksilla dM (Oosthuizen & Carscallen 2013, s. 345) (tulos
on korjattu oikeaksi alkuperäisessä lähteessä esitetystä)

$$\frac{1 + \gamma M^2}{2} \frac{dT}{T} + \frac{\gamma}{2} M^2 \frac{\xi}{D_h} dx - (1 - \gamma M^2) \frac{dM}{M} = 0$$

(5.17)

5.1.4 Adiabaattinen ja häviöllinen virtaus vakiopoikkipintaissa putkessa

Stagnaatiolämpötila ei muutu adiabaattisessa virtauksessa, joten tuloksesta (5.13) saadaan staattisten paineiden suhteeksi

$$\frac{p_y}{p_x} = \frac{M_x}{M_y} \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

(5.18)

Samoin tuloksesta (5.14) saadaan stagnaatiopaineiden suhteeksi

$$\frac{p_{0y}}{p_{0x}} = \frac{M_x}{M_y} \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_y^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2} \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

(5.19)

Machin luvun muutos voidaan laskea (Oosthuizen & Carscallen 2013, s. 272)

$$\frac{\xi}{D_h} l = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{1}{M_x^2} - \frac{1}{M_y^2} \right) + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \ln \frac{M_x^2 \left(1 + \frac{1}{2} (\gamma-1) M_y^2 \right)}{M_y^2 \left(1 + \frac{1}{2} (\gamma-1) M_x^2 \right)}$$

(5.20)

jossa l on ilmaputken pituus. Myös muut suureet häviöllisessä ja adiabaattisessa virtauksessa vakiopoikkipinnassa voidaan ilmaista ainoastaan Machin luvun funktiona (Oosthuizen & Carscallen 2013, s. 274).

5.1.5 Tiivistysisku poikkipinnassa

Tässä kappaleessa esitetään ideaalisen tiivistysiskun laskenta. Tämä tiivistysiskuteoria on hyvin tunnettu analyyttisin tuloksin 1-dimensioisena, jossa seinän lähellä olevia rajakerroksia ei huomioida. Tiivistysiskussa yläääninopeudellinen virtaus muuttuu aliaääninopeudella eteneväksi virtaukseksi. Tiivistysisku on häviöllinen, joten stagnaatiopaine laskee.

Vastaavasti lämpötila sekä staattinen paine kasvavat. Massavirta ja stagnaatiolämpötila säilyvät muuttumattomana tiivistysiskun yli.

Machin luku tiivistysiskun jälkeen $M_{2,t}$ on (Oosthuizen & Carscallen 2013, s. 104)

$$M_{2,t} = \sqrt{\frac{(\gamma - 1)M_{1,t}^2 + 2}{2\gamma M_{1,t}^2 - (\gamma - 1)}} \quad (5.21)$$

jossa $M_{1,t}$ tarkoittaa Machin lukua ennen tiivistysiskua.

Samoin saadaan stagnaatiopaineiden suhteeksi tiivistysiskun yli (Oosthuizen & Carscallen 2013, s. 104)

$$\frac{p_{02,t}}{p_{01,t}} = \left\{ \frac{(\gamma - 1)}{2} \frac{M_{1,t}^2}{\left(1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} M_{1,t}^2\right)} \right\}^{\gamma/(\gamma-1)} \left\{ \left(\frac{2\gamma}{\gamma + 1}\right) M_{1,t}^2 - \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\right) \right\}^{-1/(\gamma-1)} \quad (5.22)$$

Vastaavasti tiheyksien suhde tiivistysiskun yli on (Oosthuizen & Carscallen 2013, s. 104)

$$\frac{\rho_{2,t}}{\rho_{1,t}} = \frac{(\gamma + 1)M_{1,t}^2}{2 + (\gamma - 1)M_{1,t}^2} \quad (5.23)$$

Edellisestä tuloksesta (5.23) saadaan nopeuksien suhteeksi

$$\frac{V_{2,t}}{V_{1,t}} = \frac{2 + (\gamma - 1)M_{1,t}^2}{(\gamma + 1)M_{1,t}^2} \quad (5.24)$$

Tuloksissa (5.21 – 5.24) alaviite $1, t$ tarkoittaa tilaa ennen tiivistysiskua ja alaviite $2, t$ tilaa tiivistysiskun jälkeen.

5.2 Paineilmavirtaus suuttimesta tai Laval-suuttimesta ympäristöön

Tavallisesti paineilman virtaus ympäristöön esitetään kirjallisuudessa käyttäen stagnaatiopaineen käsitettä. Stagnaatiopaine on paine johon virtaus asettuisi, jos se tuotaisiin isentrooppisesti lepotilaan. Suihkupumpun tapauksessa paineilman stagnaatiopaine voi

muuttua kitkapainehäviöiden, lämmönsiirron tai tiivistysiskujen vaikutuksesta paineilmasäiliön tilasta paineilmaputken loppuun. Kun stagnaatiopaine on määritelty, voidaan paineilman virtaus ympäristöön ilmaista standardiesityksellä, jossa virtaus poistuu paineilmasäiliöstä suuttimen tai Laval-suuttimen kautta isentrooppisesti ympäristöön. Ympäristön paine p_b tarkoittaa suihkupumpun tapauksessa sekoitusosan alussa ympäröivässä nestekalvossa vallitsevaa painetta, joka riippuu pumpattavan nesteen staattisesta nostokorkeudesta, dynaamisesta painehäviöstä ja kitkapainehäviöistä nestealtaasta sekoitusosan alkuun.

Kappaleessa esitetään tuloksia, jotka kertovat paineilman virtauksesta suuttimesta tai Laval-suuttimesta ympäristöön. Kappaleessa esitettyjen tulosten käyttämiseksi riittää, että tietää stagnaatiopaineen paineilmaputken lopussa ja ympäristön paineen p_b . Mikäli paineilmaputken lopussa ei olekaan suutinta, on paineilmaputken loppu virtauksen kannalta samassa asemassa kuin suuttimen ulostuloaukko tämän kappaleen tuloksissa. Tässä työssä oletetaan ideaalinen suutin. Suuttimen muotoilun vaikutusta on tutkittu tarkemmin (Otohe et al. 2008; Hatanaka & Saito 2012).

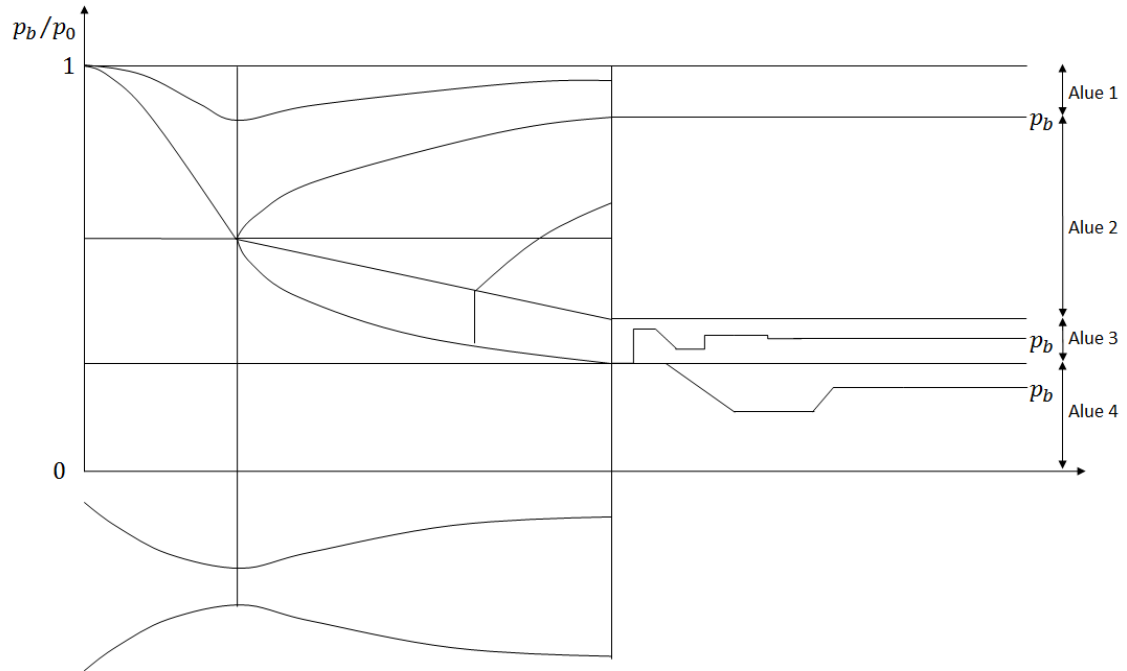
Tuloksen (5.8) perusteella isentrooppisessa ilmapirtauksessa ($\gamma = 1,4$) äänennopeus saavutetaan perinteisen suuttimen ulostuloaukossa mikäli ympäristön paine p_b on pienempi tai yhtä suuri kuin

$$p_b \leq p^* = p_0 \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} = p_0 \left(\frac{2}{2,4} \right)^{\frac{1,4}{0,4}} = 0,528p_0 \quad (5.25)$$

jossa p_0 on stagnaatiopaine säiliössä ennen suutinta, p^* staattinen paine suuttimen ulostuloaukon kohdalla ja p_b on ympäristön paine. Stagnaatiopaine on laskettavissa tuloksesta (5.8) Machin luvun funktiona missä tahansa paineilmaputkiston kohdassa. Mikäli stagnaatiopaine on suurempi kuin kaavassa (5.25) esitetty, virtaus jää suuttimesta virratessaan alipaisuneeksi ja staattinen paine on suuttimen ulostuloaukossa suurempi kuin ympäristön paine. Aliäänivirtauksessa staattinen paine suuttimen ulostuloaukossa on sama kuin ympäristön paine p_b . Perinteisellä suuttimella ei voida päästä yläääninopeuksiin.

Kuva 5.1 esittää Laval-suuttimen, jossa kapeneva osa kurkulle asti kuvaa samalla perinteistä suutinta. Laval-suuttimen kurkulle muodostuu aina äänennopeus, mikäli painetaso on tuloksen (5.25) mukainen. Kuten perinteisen suuttimen ulostuloaukossa, ei Laval-suuttimen kurkussa voida ylittää äänennopeutta. Äänennopeuden saavuttaneissa tapauksissa virtauksen informaatio ei kulje ylävirtaan Laval-suuttimen kurkulta, joten Laval-suuttimen laajenevalla osalla ei voida näissä tapauksissa vaikuttaa virtaukseen Laval-suuttimessa ennen kurkkua. Laval-suuttimen laajenevalla osalla ei siten voida vaikuttaa myös-

kään virtaavaan massavirtaan, joka määräytyy isentrooppisessa tapauksessa suutinta edeltävän stagnaatiopaineen ja stagnaatiolämpötilan sekä Laval-suuttimen kurkun poikkipinta-alan mukaan, kuten tuloksesta (5.11) nähdään.



Kuva 5.1. Staattisten paineiden kehitys Laval-suuttimessa eri ympäristön paineilla p_b .

Kun Laval-suuttimen kurkulle muodostuu äänennopeus, voidaan kurkun jälkeisessä laajenevassa osassa päästä yliaäninopeuksiin. Poikkipinnan kasvattaminen johtaa virtauksen paisumiseen, jossa yliaäninopeuksilla virtauksen keskinopeus kasvaa ja staattinen paine laskee. Laval-suuttimen ulostuloaukon ja kurkun välinen poikkipinta-alojen suhde ja stagnaatiopaineen suhde ympäristön paineeseen määräävät minkälainen paisunta on kurkun jälkeen ja millaiseksi virtaus muodostuu Laval-suuttimen ulostuloaukossa. Jos poikkipintojen suhde on liian pieni painetasoihin nähden, jää virtaus alipaisuneeksi ja kaikkea painetta ei muuteta keskinopeudeksi. Tällainen tapaus on esitetty kuvan 5.1 alueessa 4. Oikealla poikkipinta-alojen suhteella vallitseviin paine-eroihin nähden virtauksen paine ulostuloaukossa p_e on yhtä suuri kuin ympäristön paine p_b . Tällöin virtausta kutsutaan täydellisesti paisuneeksi. Täydellisesti paisutettu nopeus V_e on Laval-suuttimen lopussa (Oosthuizen & Carscallen 2013, s. 219)

$$V_e = \sqrt{\frac{2\gamma RT_0}{(\gamma - 1)} \left[1 - \left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}$$

(5.26)

jossa V_e on virtauksen keskinopeus Laval-suuttimen ulostuloaukossa. Tällöin nopeuksien suhde Laval-suuttimen ulostuloaukon ja kurkun välillä on

$$\frac{V_e}{V^*} = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left(1 - \left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \right)} \quad (5.27)$$

jossa V^* on äänennopeus.

Poikkipintojen suhde Laval-suuttimen ulostuloaukon ja kurkun välillä on täydellisesti paisuneessa virtauksessa (Oosthuizen & Carscallen 2013, s. 220)

$$\frac{A_e}{A^*} = \frac{\left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \left(\frac{\gamma - 1}{2} \right)^{\frac{1}{2}}}{\left\{ \left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{\gamma + 1}{\gamma}} \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad (5.28)$$

jossa A_e on Laval-suuttimen ulostuloaukon poikkipinta-ala.

Jos paisutusta jatketaan vielä lisää vallitsevaan paine-eroon nähden, kutsutaan virtausta ylipaisuneeksi ja staattinen paine ulostuloaukossa on pienempi kuin ympäristössä. Tällainen tilanne on esitetty kuvan 5.1 alueessa 3.

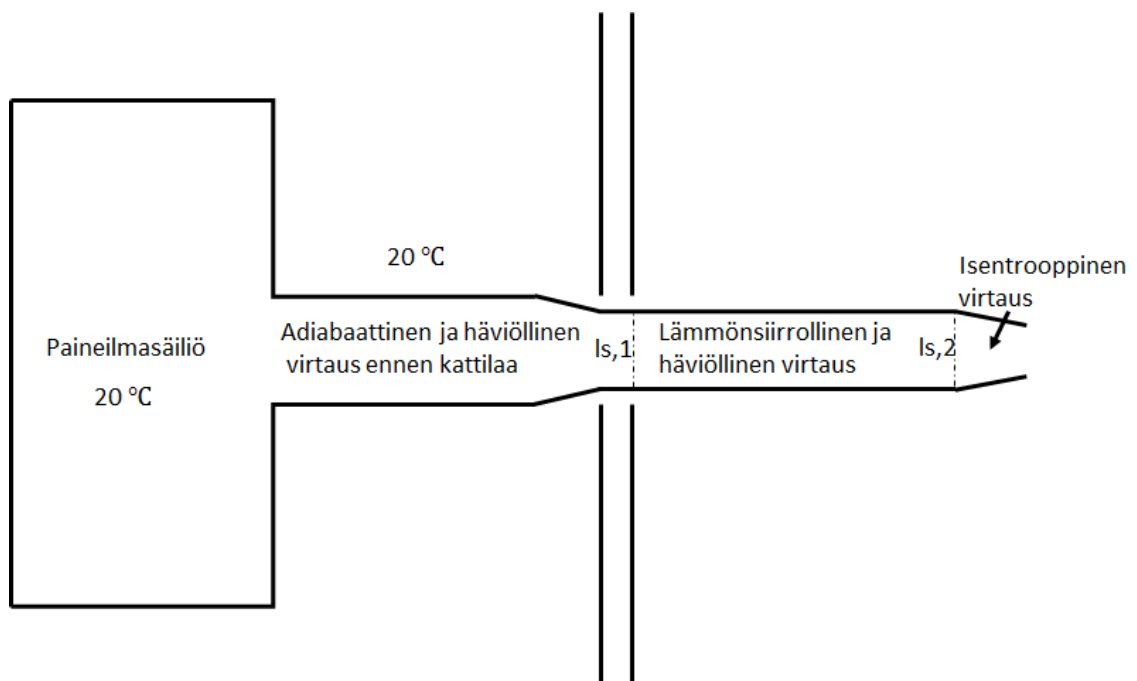
Ylipaisutusta jatkettaessa tiivistysisku siirtyy Laval-suuttimen sisälle, mikäli poikkipinta-alojen suhde ulostuloaukon ja kurkun välillä muodostuu liian suureksi vallitsevaan paine-eroon $\frac{p_0}{p_b}$ nähden. Tiivistysiskun jälkeen ilmasuihku etenee Laval-suuttimessa aliaääninopeudella $M < 1$, eikä äänennopeutta enää saavuteta. Tässä tapauksessa suuttimen ulostuloaukon staattinen paine p_e on teoriassa yhtä suuri kuin ympäristön paine p_b , eikä tiivistysiskuja ole suuttimen ulkopuolella. Tällainen tapaus on esitetty kuvan 5.1 alueessa 2. Kaikki edellä kerrotut tapaukset on esitetty kuvassa 5.1 siten, että ympäristön paine p_b muuttuu Laval-suuttimen ulkopuolella.

Kun suuttimen ulostuloaukon paine p_e on eri suuri kuin ympäristön paine p_b , muodostuu Laval-suuttimen ulkopuolella erilaisia tiivistysiskujen sarjoja, joilla virtauksen paine asettuu lopulta ympäristön paineeseen. Näissä tapauksissa esiintyy myös heijastuvia tiivistysiskuja. Kaikkia yksityiskohtia Laval-suuttimen tuloksista ei tässä työssä esitellä. Lisätietoa Laval-suuttimista ja heijastuneista tiivistysiskuista on esitetty lähteessä (Oosthuizen & Carscallen 2013). Laval-suuttimen sisällä tapahtuvista virtaussuuntaan nähden poikkittaisista tiivistysiskuista on kerrottu kappaleessa 5.1.5.

6. PAINEILMAVIRTAUKSEN LASKENTA SULA-SUIHKUPUMPUSSA

Paineilman virtaus säiliöstä paineilmaputken loppuun voidaan laskea paineilmaputkien mittojen ja seinälämpötilojen perusteella. Seinälämpötilat riippuvat lämmönsiirrosta, jonka laskennasta on kirjoitettu kappaleessa 4. Seinälämpötilat riippuvat lähinnä suolasulan tilavuusvirrasta ja lämpötilasta. Käytännössä paineilman virtauksen laskenta on kytkevä vielä liikemääräyhtälöihin suolasulan tilavuusvirran tietämiseksi. Tässä kappaleessa oletetaan seinälämpötilat tiedetyiksi. Lisäksi oletetaan tiedettäväksi paineilmasäiliön paine.

Paineilmavirtauksen laskennassa oletetaan virtaavan paineilman paisuvan isentrooppisesti kaikissa tilanteissa, joissa virtauksen poikkipinta-ala muuttuu kuten esimerkiksi säiliöstä paineilmaputken alkuun tai paineilmaputken lopussa olevassa suuttimessa. Teoriassa seinämäkitka ja lämmönsiirto vaikuttavat esimerkiksi suuttimessa, mutta tässä työssä oletetaan yksinkertaistuksen vuoksi nämä alueet isentrooppisiksi olettaen poikkipinta-alan muutosten dominoivan tilamuutoksia lämmönsiirtoon ja seinämäkitkaan nähden. Kuva 6.1 esittää laskentageometrian.



Kuva 6.1. Yksinkertaistettu kuvaus sulasuihkupumpun paineilmavirtauksesta.

Tässä kappaleessa esitetään paineilmavirtauksen laskenta kokonaisuudessaan paineilmasäiliöstä paineilmaputken loppuun. Virtaus jaetaan laskennan kannalta kolmeen alueeseen, joka kuvaa yksinkertaistetusti tavallisen sulasuihkupumpun paineilmavirtauksen.

Aluksi virtaus on adibaattinen jonkin matkaa paineilmasäiliöstä, koska lämpötilojen oletetaan olevan samat ulkopuolisessa ympäristössä ja paineilmasäiliössä ($20\text{ }^{\circ}\text{C}$). Täten paineilmasäiliöstä virtaavan paineilman stagnaatiolämpötila on sama kuin putken ulkopuolella ($20\text{ }^{\circ}\text{C}$). Tällöin virtaukseen vaikuttaa vain seinämäkitka.

Adiabaattisen alueen jälkeen virtaus on lämmönsiirrollinen. Lopuksi virtaus on isentrooppinen suuttimessa, johon paineilmaputki loppuu. Paineilmaputken poikkipinta oletetaan muuttumattomaksi lämmönsiirrollisessa alueessa, mutta muualla poikkipinta voi muuttua. Jos virtauksen poikkipinnan muutoksia olisi lämmönsiirrollisessa alueessa, tulisi laskennasta monimutkaisempi, mutta periaatteiltaan vastaavanlainen kuin nyt esitetty. Laskennassa on yksinkertaistuksena oletettu, ettei Laval-suutinta ole paineilmaputken lopussa. Myöskään tiivistysiskuja tai kertavastushäviöitä ei ole missään.

6.1 Laskenta-algoritmi

Laskenta yksinkertaistettuna voidaan toteuttaa seuraavassa järjestyksessä:

1. Arvataan Machin luku paineilmaputken lopussa
2. Arvataan paineilman massavirta, jotta voidaan laskea paineilman konvektiivinen lämmönsiirtokerroin h_{iu} lämmönsiirrollisessa alueessa
3. Lasketaan Machin luku paineilmaputken lämmönsiirrollisen alueen lopussa suuttimen poikkipintamuutosten perusteella (kaava 5.6)
4. Arvataan paikalliset paineilman stagnaatiolämpötilat T_0 lämmönsiirrollisessa alueessa
5. Lasketaan paineilman paikallisten stagnaatiolämpötilojen T_0 perusteella suolasulan ja paineilmaputken seinien paikalliset lämpötilat T_p
6. Ratkaistaan yhtälöt paineilman Machin luvun (6.1) ja lämpötilan (6.2) kentille reunaehtoina Machin luku paineilmaputken lämmönsiirrollisen alueen lopussa ja lämpötila lämmönsiirrollisen alueen alussa
7. Tarkistetaan paineilman stagnaatiolämpötilat ja tarvittaessa iteroidaan uudestaan kohdasta 5
8. Lasketaan paineilmaputken adiabaattinen osa lämmönsiirto-alueen alusta paineilmasäiliöön
9. Lasketaan stagnaatiopaine tai staattinen paine paineilmaputken lopussa
10. Tarkistetaan painetason perusteella paineilmaputken lopun Machin luku, paineilman massavirta ja konvektiivinen lämmönsiirtokerroin h_{iu} . Tarvittaessa iteroidaan uudestaan kohdasta 3

Laskenta etenee edellä kuvatusti paineilmaputken lopusta ylävirran suuntaan. Aluksi arvataan Machin luku paineilmaputken lopussa, josta lasketaan Machin luku lämmönsiirrollisen alueen lopussa ennen suutinta poikkipinta-alojen suhteesta soveltamalla tulosta (5.6). Tämän jälkeen lasketaan lämmönsiirrollinen alue kokonaisuudessaan. Käytännössä tulee käyttää alirelaksointia laskennan eri kohdissa stabiiliuden parantamiseksi.

Lämmönsiirrollinen alue ratkeaa laskemalla Machin ja lämpötilakentän jakautumat, joiden avulla voidaan laskea myöhemmin muut tilasuureet. Nämä yhtälöt ottavat huomioon lämmönsiirron ja seinämäkitkan. Muokkaamalla tulosta (5.15) saadaan numeerisesti ratkeava differentiaaliyhtälö Machin luvun ratkaisemiseksi

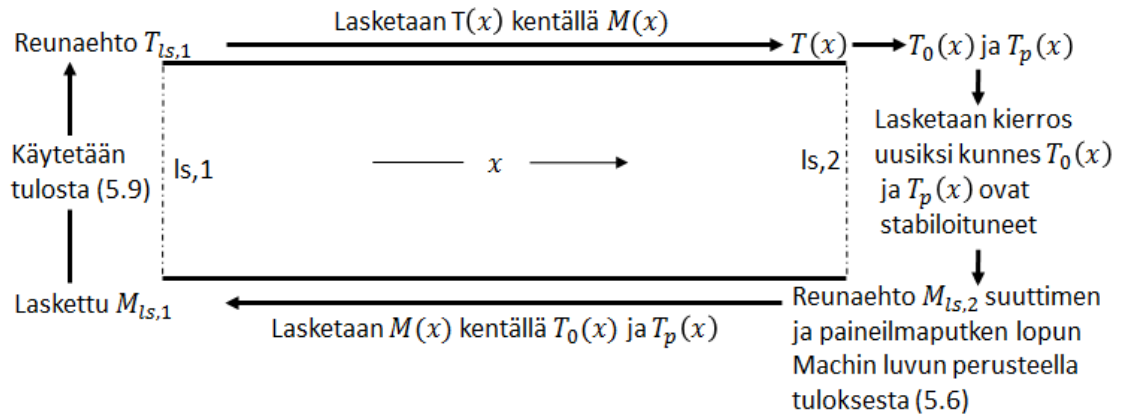
$$\frac{dM}{dx} = \frac{\xi}{2D_h} M \frac{\left(\frac{T_p - T_0}{T_0}\right) \left(\frac{1 + \gamma M^2}{2}\right) + \gamma M^2}{(1 - \gamma M^2) + \frac{1 + \gamma M^2}{2} \left[1 + \frac{(\gamma - 1)M^2}{2}\right]} \quad (6.1)$$

jossa $T_0(x) = T(x) \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M(x)^2\right)$ on paineilman stagnaatiolämpötila paikan funktiona ja vastaavasti $T_p(x)$ seinälämpötila paikan funktiona.

Vastaavasti lämpötilajakautuma $T(x)$ voidaan ratkaista tunnetulla Machin luvulla $M(x)$ ja siitä diskretoidulla termillä $\frac{dT}{dx}$. Muokkaamalla tulosta (5.17) saadaan numeerisesti ratkeava yhtälö

$$\frac{dT}{dx} = 2T \frac{(1 - \gamma M^2) \frac{dM}{dx} - \frac{\gamma}{2} M^2 \frac{\xi}{D_h}}{(1 + \gamma M^2)} \quad (6.2)$$

Kuva 6.2 esittää lämmönsiirrollisen alueen laskentaa. Laskennan kohtien 5-7 rajapinnoiksi muodostuvat siis lämmönsiirrollisen alueen alkupiste ja loppupiste ennen mahdollista suutinta, josta tiedetään Machin luku. Tiedettäessä lämpötilakenttä voidaan yhtälöstä (6.1) ratkaista Machin luvun kenttä alavirrasta ylävirtaan, koska reunaehto on määritelty alavirrassa lämmönsiirrollisen alueen lopussa. Lämpötilakenttä voidaan ratkaista tuloksesta (6.2) tiedetyllä Machin luvun kentällä ja termillä $\frac{dT}{dx}$, joka saadaan alavirtapainotella Eulerin menetelmällä Machin luvun tuloksista. Yhtälön (6.2) reunaehtona on lämpötila lämmönsiirrollisen alueen alussa, joka saadaan tuloksesta (5.9) ratkaistusta Machin luvusta alueen alussa, koska stagnaatiolämpötila ei muutu adiabaattisessa virtauksessa. Stagnaatiolämpötila on sama lämmönsiirrollisen alueen alussa kuin paineilmasäiliössä. Näin lämmönsiirrollinen alue voidaan ratkaista ennen adiabaattisen osuuden laskentaa.



Kuva 6.2. Lämmönsiirrollisen alueen laskenta.

Yhtälöitä (6.1 ja 6.2) ratkaistaan vuoron perään Runge-Kutta numeerisella integroinnilla paikan funktiona niin kauan kuin laskennan tulos ei enää muutu. Myös alirelaksointia voi tarvittaessa käyttää laskennan stabiiliuden parantamiseksi. Ratkaisu alkaa lämpötilakentän arvaamisella ja sijoittamalla tämän tuloksen yhtälön (6.1) ratkaisemiseksi. Lämmönsiirrollista aluetta joudutaan laskemaan, kunnes paineilman stagnaatiolämpötilat ovat stabiloituneet yhtälöissä (6.1 - 6.2).

Lämmönsiirrollisen alueen laskennan jälkeen voidaan selvittää adiabaattinen osa (laskennan kohta 8) erikseen, kun tiedetään paineilman Machin luku ja lämpötila lämmönsiirrollisen alueen alussa. Adiabaattisessa alueessa voidaan laskea virtauksen poikkipinnan muutokset mukaan kaavalla (5.6). Täten koko alue voidaan laskea vain Machin luvun funktiona yhtälöiden (5.6) ja (5.20) perusteella.

Lopuksi on tarkistettava Machin luvun vastaavan aiemmin oletettua paineilmaputken lopussa sekä laskettava paineilman massavirta. Massavirran perusteella voidaan tarkistaa paineilman konvektiivisen lämmönsiirtokerroimen olevan aiemmin oletettu lämmönsiirrollisessa alueessa. Machin luvun tarkistuksessa on varmistettava staattisen paineen paineilmaputken ulostuloaukossa olevan äänennopeuden saavuttavassa tapauksessa suurempi tai yhtä suuri kuin ympäristön paine eli stagnaatiopaine on tulosta (5.25) vastaava. Vastaavasti aliäänivirtauksessa $M < 1$ paineilmaputken ulostuloaukon staattisen paineen on oltava yhtä suuri kuin ympäristön paine. Laskentaa on tehtävä, kunnes paineilmaputken lopun Machin luku, paineilman massavirta ja konvektiivinen lämmönsiirtokerroin stabiloituvat. Konvektiivinen lämmönsiirtokerroin riippuu paineilman massavirrasta yhtälön (5.16) perusteella. Seinälämpötiloja selvittäessä voidaan paineilman konvektiivinen lämmönsiirtokerroin laskea tarkemmasta Gnielnskin korrelaatiosta (4.8), vaikka paineilman virtauksen yhtälöt käyttävätkin Reynoldsin analogiaa.

6.2 Paineilman laskentatulosten validointi

Kaasudynamiikan yhtälöt ovat hyvin tunnettuja lukuun ottamatta vähemmän käytettyjä numeerisesti ratkeavia yhtälöitä 6.1 – 6.2, jotka huomioivat samanaikaisesti kitkahäviöt ja lämmönsiirron. Epävarmuus paineilman laskentatulosten oikeellisuudesta johtuu lähinnä jähmettymisen kerroksen muodostumisesta ja paikalla pysymisestä lasketulla tavalla, suolasulan epänewtonisista aineominaisuuksista, suolasulan aineominaisuuksien epävarmuuksista, laskentaoletuksesta jähmettyneen kerroksen muodostumisesta tasaisesti ilmaputken ympärille, yksinkertaistuksista tietyn laskentakorrelaation sopimisesta tiettyyn tilanteeseen, kytketyn lämmönsiirron karkeasta laskennasta ainoastaan luonnollisena tai pakotettuna konvektiona ja mahdollisesti kertavastushäviöiden poisjättämisestä.

Esitetyllä laskenta-algoritmillä pystytään laskemaan tiivistysiskuttoman ja kertavastushäviöttömän paineilmapvirtauksen kaikki tilasuureet paineilmasäiliöstä paineilmaputken loppuun. Näitä tuloksia voidaan teoriassa validoida usealla eri tavalla. Kaikki tavat edellyttävät periaatteessa suolasulan siirretyn tilavuusvirran ja suihkupumppuun tulevan lämpötilan tietämistä. Suolasulan lämpötila voidaan yleensä mitata suoraan. Suolasulan tilavuusvirtaa ei sen sijaan voida tavallisesti suoraan mitata. Vaikka suolasulan tilavuusvirtaa ei tiedettäisikään, voidaan paineilman tai lämpötilojen mittaamisen kautta mahdollisesti arvioida eri ratkaisujen paremmuutta toisiinsa nähden. Yksinkertaisimmillaan paineilman laskentatulokset voisi teoriassa validoida mittaamalla suoraan paineilman stagnaatiolämpötilaa, virtausnopeutta tai paineita eri ilmaputken eri kohdista. Myös ilmaputkien seinien lämpötilaa voisi mitata lämmönsiirron tarkistamiseksi. Nämä keinot voivat käytännössä olla hyvin hankalia toteuttaa pumppauksen aikana. Toisin kuin muita mittauksia, seinien lämpötilaa voisi mitata vasta pumppaamisen lopettamisen jälkeen.

Viides keino olisi mitata jähmettyneen kerroksen paksuutta eri kohdista paineilmaputkea ja verrata näitä laskettuihin arvoihin. Tämä pitäisi käytännössä tehdä pumppauksen jälkeen. On kuitenkin kyseenalaista, edustaako jähmettynyt kerros pumppauksen loputtua ajon aikaista jähmettynyttä kerrosta. Poikkeustapauksena edellä mainituille tilanteille on helppo tapaus, jossa luonnollisen konvektion tulokset kappaleesta 4.1.3 voisi validoida kierrättämällä pelkkää paineilmaputkea suolasulassa ja mittaamalla jähmettyneen kerroksen paksuus.

Kuudes keino on mitata rotametrilla ilmamäärä, joka menee ejektoriin. Tätä tulosta voidaan verrata tuloksesta (5.10) laskettuun ilmankulutukseen. Etuna tässä menetelmässä on, että tämä mittaus on helposti toteutettavissa ja voidaan tehdä jatkuva-aikaisesti pumppauksen aikana.

7. JATKOKEHITYS

Työssä olevaa suihkupumppua voitaisiin tutkia usealla tavalla eteenpäin. Yksinkertaisimmillaan työtä voisi jatkaa mittaamalla siirrettyä nesteen tilavuusvirtaa vielä suuremmilla ja pienemmilla painetasoilla sekä erilaisilla ilmaputkilla kuin tässä työssä tehtiin. Lisäksi tulisi mitata voiko suihkupumpun kokoa suoraan pienemmäksi tai suuremmaksi skaalamalla päästä vastaaviin samoihin analytyttisten liikemääräyhtälöiden tuloksiin, vai vaikuttavatko esimerkiksi sekoittumiseen liittyvät asiat voimakkaasti siirrettyyn nesteen tilavuusvirtaan eri pumpun kokoluokassa. Kokeellista työtä tulisi jatkaa myös seiniltään karheammilla sekoitusosilla.

Liikemääräyhtälöiden toimivuutta tulisi testata nesteillä, jotka ovat tiheydeltään, viskositeetiltaan ja pintajännitykseltään lähellä suolasulaa. Työssä on käytetty oletusta sekoittumattomista virtauksista, joten työn yhtälöt eivät näe pintajännityksen vaikutusta. Tiheyden vaikutus näkyy selvästi työn liikemääräyhtälöissä. Samoin viskositeetin vaikutus otetaan huomioon nestekalvon paksuuden laskennassa. Nesteen suurempi dynaaminen viskositeetti lisää nestekalvon paksuutta, joka mallin mukaan lyhentää optimaalista sekoitusmatkaa ja lisää kitkapainehäviöitä. Sekoittumattomissa virtauksissa nestekalvon paksuuden laskenta on esitetty kappaleessa 2.2.

Tässä työssä sekoittumista ei oletettu tapahtuvan kokeellisten tuloksien perusteella. Sekoittumista voitaisiin kuitenkin mitata suoraan sekoitusosan lopusta esimerkiksi ohjaamalla osa virtauksesta toiseen mittausastiaan. Tällaisista mittauksista voitaisiin selvittää nesteen tilavuusvirran säteen suuntainen konsentraatiojakautuma, joka lisäisi informaatiota sekoittumisesta.

Useat 1-dimensioiseen malliin liittyvät oletukset saattoivat itsessään olla kyseenalaisia, mutta yhdessä ne antoivat mittauksiin melko hyvin sopivat tulokset. Nämä oletukset liittyivät sekoittumattomien virtausten oletukseen, ilmasuihkun nopeusprofiilin kehittymiseen, nestekalvoon paksuuteen seinien lähellä ja sekoitusosan alussa hyödyksi tuleviin keskinopeuksiin, jolla ilmasuihku vaikuttaa nesteeseen. Työssä oleville paineilmaputken ja sekoitusosan poikkipintasuhteille ei löytynyt kirjallisuudesta täydellistä nopeusprofiilin kehittymistä kuvaavaa mallia. Nopeusprofiilin kehittyminen laskettiin semi-empiirisestä mallista, johon haettiin sovitekertoimet mittausten perusteella. Tämä oli funktio paineilman massavirrasta suhteena sekoitusosan poikkipintaan ja sekoittumattomien virtausten halkaisijasta. Jatkokehitystä tulisi tehdä erityisesti siten, että ilmasuihkun nopeusprofiilin kehittymisen laskenta ottaa huomioon nesteen tilavuusvirran määrän nykyistä paremmin. Ehkä tällä tavalla mittaukset saataisiin vastaamaan mallia paremmin myös suurilla nostokorkeuksilla.

Laval-suuttimia testattiin myös. Saadut tulokset eivät antaneet merkittävää etua tavallisiin putkiin nähden. Tulokset olivat likimain samat mittaustarkkuuden rajoissa. Lisätutkimusta tulisi tehdä Laval-suuttimien muotoilun huomioiden. Laval-suuttimessa tapahtuva virtauksen nopeuden kasvaminen on esitetty kappaleessa 5.2.

Faasien välinen lämmönsiirto sekoitusosassa jäi tässä työssä vähälle huomiolle, eikä sitä oletettu kokeissa olevan, koska stagnaatiolämpötilat paineilmalle ja vedelle olivat samat. Sulasuihkupumpussa kuuma suolasula todennäköisesti vähentää suihkupumpun sekoitusosassa siirrettyä liikemäärää, koska paineilman nopeus kasvaa sen lämmitessä, joten sen suolasulalle luovuttama liikemäärä vähenee heikentäen pumppausta. Lämmönsiirron vaikutusta sekoitusosassa voisi tutkia lämmittämällä pumpattavaa nestettä mahdollisimman suureen lämpötilaan uusissa kokeissa. Tällä nesteellä tulisi olla mahdollisimman suuri höyrystymislämpötila mielekkään kokeen tekemiseksi. Tällaisen kokeen hyödyllisenä lopputuloksena voisi esimerkiksi olla lämmönsiirto tilavuusvirran funktiona, joka voidaan tämän työn mallissa ottaa huomioon ilmasuihkun lämpötilassa ja sen myötä nopeudessa. Käytännössä lämpötila-ero on helpompi luoda lämmittämällä nesteen sijasta paineilmaa lämmönsiirrollisen kokeen luomiseksi. Ehkä myös tällaisista kokeista lämmönsiirron suuruus ja vaikutus voitaisiin selvittää. Lämmönsiirron lisäksi myös sulasuihkupumpussa tapahtuvia kemiallisia reaktioita tulisi mallintaa ja arvioida niiden vaikutusta pumppaukseen.

Numeerisella laskennalla voitaisiin myös tutkia suihkupumpun toimintaa. Tällä tavalla voitaisiin mahdollisesti päästä tarkemmin arvioimaan tässä työssä tehtyjä oletuksia. Eri-tyisesti nopeusprofiilin kehittymistä voisi laskea numeerisella laskennalla eri nesteen ja ilmasuihkun määrillä. Ehkä tällaisista laskennoista voitaisiin tehdä sovite, joka kuvaisi ilmasuihkun paisumista nesteen ja ilmasuihkun määrien funktiona. Tällaista sovitetta voitaisiin käyttää hyväksi tämän työn 1-dimensioisessa mallissa. Samalla tavalla lämmönsiirtoa sekoitusosassa suolasulan ja ilmasuihkun välillä voitaisiin laskea numeerisella laskennalla.

Paineilmavirtauksen laskentatulosten validoinnista paineilmaputken matkalla on kirjotettu oma kappaleensa 6.2. Jatkokehitystä tulisi tehdä huomioimalla paremmin yhdistetty luonnollisen ja pakotetun konvektion lämmönsiirto virtausten numeerisella laskennalla (CFD-laskenta). Täydellinen pakotetun ja luonnollisen konvektion numeerinen laskenta jähmettyminen huomioiden olisi hyvin työlästä suolasulan imuputkessa, jos oletetaan ulkoreunan olevan jähmettymispisteessä. Tällöin jouduttaisiin muuttamaan geometriaa toistuvasti iteroiden, jotta jähmettyneen kerroksen ulkoreuna pysyisi jähmettymislämpötilassa. Vaihtoehtoisesti voitaisiin soveltaa tässä työssä esitettyä tapaa laskemalla eri tilanteita numeerisella laskennalla vakioituilla virtausolosuhteilla, kuten tämän työn kappaleessa 4.2 tehtiin. Näitä tuloksia voisi taulukoida ja käyttää hyväksi kuten tässä työssä. Suurimpana ongelmana tässä tavassa olisi virtauksen kehittymisalueiden huomioiminen.

Jähmettymisen kehittymistä voisi laskea myös aikariippuvana faasinmuutoslämmön ja jähmettyneen kerroksen kylmenemisen huomioiden tämän työn korrelaatioilla. Tällaisen laskennan hankaluutta lisää sulasuihkupumpun toimintapisteen jatkuva muuttuminen nostokorkeuden mukana. Nostokorkeuden ja transienttilämmönsiirron vuoksi myös suolasulan tilavuusvirta muuttuu jatkuvasti. Tämän työn tasapainotilassa esitetty lämmönsiirto on alaraja aikariippuvan tapauksen lämmönsiirrosta. Kappaleessa 6 esitettyä paineilmavirtauksen laskentaa voidaan käyttää myös aikariippuvassa tapauksessa, kunhan seinälämpötilat lasketaan oikein. Parannetussa lämmönsiirron laskennassa myös suolasulan epänewtoniset ominaisuudet tulisi huomioida.

Suurimmiksi ongelmiksi työn jälkeen jää sekoitusosassa tapahtuvan lämmönsiirron laskenta ja tiedon puute jähmettymisen vaikutuksesta luovutettuun liikemäärään erityisesti sekoitusosan alussa. Erityisesti sekoitusosassa tapahtuvalla lämmönsiirrolla on merkittävä vaikutus sulasuihkupumpun toimintaan. Molempien ilmiöiden vaikutuksesta optimaalinen sekoitusosaan tuotava ilmasuihkun liikemäärä vähenee, koska vain osa tuodusta liikemäärästä saadaan hyödyksi. Edellä kuvailtujen kysymysten selvittämisen jälkeen sulasuihkupumpun optimointi voidaan tehdä vielä paremmin kuin yksin tässä työssä esitellyin tiedoin.

8. YHTEENVETO

Työssä kehitettiin kaasusuihkupumpuille mallia, jota voidaan käyttää hyväksi myös sulasuihkupumpun optimoinnissa. Työssä esitettiin 1-dimensioiset analyttiset liikemääräyhtälöt kaasusuihkupumpun sekoitusosassa, joita validoitiin vedellä tehdyissä kokeissa. Näissä kokeissa paineilma tuli äänennopeudella suihkupumpun sekoitusosaan stagnaatiopaineiden ollessa paineilmaputken lopussa sisähalkaisijalla 14 mm 2,39 - 2,92 bar ja sisähalkaisijalla 17,3 mm 3,5 - 4,1 bar. Paineilmaputken lopussa ei ollut suuttimia. Sekoitusosan sisähalkaisijat olivat kokeissa 50 mm ja 74 mm. Mittauksia tehtiin eri sekoitusosan pituuksilla, jotta optimaalinen sekoitusosan pituus löydetäisiin ja liikemääräyhtälöitä voitaisiin ilmaista myös sekoitusosan pituuden funktiona. Tehdyt kokeet olivat adiabaattisia, koska paineilman stagnaatiolämpötila oli sama kuin veden lämpötila 20 °C.

Useat 1-dimensioiseen liikemääräyhtälöiden malliin liittyvät oletukset eivät välttämättä pidä täysin tarkasti paikkaansa, mutta yhdessä ne antoivat mittauksia vastaavia tuloksia erityisesti pienillä nostokorkeuksilla. Esitetyssä mallissa oletettiin sekoittumattomat virtaukset ja nestekalvon paksuus muuttumattomaksi kaikkialla seinien lähellä riippumatta sekoitusosan pituudesta. Todellisuudessa sekoittunut osuus virtauksesta kasvaa sekoitusosan pituuden kasvaessa.

Työssä päädyttiin arvioimaan kitkapainehäviöt sekoitusosassa homogeenisen virtauksen kitkapainehäviöistä, jossa sekoitusosan halkaisija oli korvattu sekoittumattomien virtausten halkaisijalla. Kitkakertoimeksi oletettiin $\xi = 0,03$. Valitulla tavalla mittauksien ja mallin toimintakäyrät vastasivat muodoiltaan toisiaan parhaiten. Tämän perusteella kitkapainehäviöt kasvaisivat nopeammin kuin homogeenisen virtauksen tiheys nesteen tilavuusvirran kasvaessa.

Ilmasuihkun nopeusprofiilin kehittymisen kuvaamiseksi kehitettiin semi-empiirinen malli sekoittumattomien virtausten halkaisijan ja paineilman massavirran funktiona, johon haettiin sovitekertoimet mittauksien perusteella. Kaikissa kokeissa paineilmaputken lopussa oli äänennopeus paineilman massavirran perusteella, joka laskettiin rotametrin antamasta tuloksesta. Kuitenkin kokeiden tuloksista huomattiin, että painetasolla ilmaputken lopussa oli vaikutusta pumpattuun tilavuusvirtaan. Mallissa oletettiin tämän suuremman painetaso johtavan suurempaan hyödyksi tulevaan ilmasuihkun keskinopeuteen sekoitusosan alussa. Nämä nopeudet oletettiin olevan ideaalisesti paisutetun nopeuden ja äänennopeuden välissä. Työn mallin oletus suuremmista sekoitusosan alun ilmasuihkun keskinopeuksista on hyvin karkea.

Edellä kerrotuin oletuksin saatiin 1-dimensioinen malli, joka kuvaa aiemmista tutkimuksista poiketen kaasunestesuihkupumpun sekoitusosan analyttisin yhtälöin. Mallin ansiosta eri suureiden vaikutus pumppaukseen voidaan kuvata melko yksinkertaisesti. Pumppaus riippuu mallin perusteella kaasuvirtauksesta, virtaavan nesteen aineominaisuuksista, nostokorkeudesta ja sekoitusosan pituudesta. Mittaukset vastasivat mallin antamia tuloksia melko hyvin nostokorkeuksilla alle 0,5 m. Nostokorkeuksien kasvaessa mittaukset antoivat suurempia tuloksia kuin malli. Suurilla nostokorkeuksilla pumppaus myös jatkui mitatuissa tapauksissa kauemmin kuin mallin perusteella oli mahdollista. Luultavasti virtausten sykäysmäisyys ja pyöriminen mahdollistavat pumppauksen kauemmin kuin mallin perusteella voidaan selittää. Luultavasti myös nopeusprofiilin kehittymisnopeuteen vaikuttaa nesteen tilavuusvirran määrä, joka jäi huomiotta. Tehtyjen oletusten karkeuden vuoksi mallin soveltamista tulisi käyttää harkiten erilaisilla nesteillä ja eri toimintatilanteissa kuin tässä työssä on tehty.

Paineilmaan halutaan lämmönsiirtoa ennen sekoitusosaa sulasuihkupumpun toiminnan parantamiseksi. Tämän vuoksi työssä esitettiin paineilmalle kaasudynamiikkaan liittyvät yhtälöt ja lämmönsiirtoon liittyvät yhtälöt paineilmaputken matkalla. Työssä esitetyt kaasuvirtauksen yhtälöt ovat hyvin tunnettuja sekä isentrooppisessa että häviöllisessä tapauksessa. Lisäksi kirjallisuudesta löydettiin yhtälöt, jotka huomioivat vakiopoikkipinnassa kitkahäviöt samanaikaisesti lämmönsiirron kanssa. Teoreettisia tuloksia sovellettiin tämän työn ongelmaan sopivasti siten, että esitettiin laskentamenetelmä ilmapumppauksen laskemiseksi painesäiliöstä paineilmaputken loppuun. Nämä tulokset jäivät validoimatta, mutta keinot tämän tekemiseksi esitettiin.

Työssä esitettyjen 1-dimensioisten liikemääräyhtälöiden ja paineilmavirtauksen laskennan perusteella suihkupumppu voidaan optimoida täysin adiabaattisessa tapauksessa. Työssä esitetty liikemääräyhtälöihin liittyvä malli on käyttökelpoinen myös sulasuihkupumpun optimoimiseksi, kunhan faasien välinen lämmönsiirto sekoitusosassa huomioidaan suihkupumpusta poistuvan ilmasuihkun nopeudessa. Lisätyötä on tehtävä erityisesti lämmönsiirron tutkimiseen liittyen sekä sekoitusosassa että paineilmaputken matkalla, jotta lämmönsiirrollinen suihkupumppu voidaan paremmin optimoida kuumen suolasulan käytössä. Laajemmin jatkokehityskohteista on kirjoitettu kappaleessa 7.

LÄHTEET

Avery, J.F. & Faeth, G.M. (1975). Combustion of a submerged gaseous oxidizer jet in a liquid metal, *Symposium (International) on Combustion*, Vol. 15(1), pp. 501-512.

Balamurugan, S., Gaikar, V.G. & Patwardhan, A.W. (2008). Effect of ejector configuration on hydrodynamic characteristics of gas–liquid ejectors, *Chemical Engineering Science*, Vol. 63(3), pp. 721-731.

Balamurugan, S., Gaikar, V.G. & Patwardhan, A.W. (2006). Hydrodynamic Characteristics of Gas–Liquid Ejectors, *Chemical Engineering Research and Design*, Vol. 84(12), pp. 1166-1179.

Balamurugan, S., Lad, M.D., Gaikar, V.G. & Patwardhan, A.W. (2007). Hydrodynamics and mass transfer characteristics of gas–liquid ejectors, *Chemical Engineering Journal*, Vol. 131(1–3), pp. 83-103.

Cheng, L., Ribatski, G. & Thome, J.R. (2008). Two-phase flow patterns and flow-pattern maps: Fundamentals and applications, *Applied Mechanics Reviews*, Vol. 61(1-6), pp. 0508021-05080228.

Dirker, J. & Meyer, J.P. (2002). Heat Transfer Coefficients in Concentric Annuli, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 124(6), pp. 1200-1203.

Dou, H., Khoo, B.C. & Tsai, H.M. (2010). Determining the critical condition for turbulent transition in a full-developed annulus flow, *Journal of Petroleum Science and Engineering*, Vol. 73(1–2), pp. 41-47.

García, F., García, J.M., García, R. & Joseph, D.D. (2007). Friction factor improved correlations for laminar and turbulent gas–liquid flow in horizontal pipelines, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 33(12), pp. 1320-1336.

García, F., García, R. & Joseph, D.D. (2005). Composite power law holdup correlations in horizontal pipes, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 31(12), pp. 1276-1303.

Hatanaka, K. & Saito, T. (2012). Influence of nozzle geometry on underexpanded axisymmetric free jet characteristics, *Shock Waves*, Vol. 22(5), pp. 427-434.

He, S., Li, Y. & Wang, R.Z. (2009). Progress of mathematical modeling on ejectors, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Vol. 13(8), pp. 1760-1780.

Kandakure, M.T., Patkar, V.C. & Patwardhan, A.W. (2008). Characteristics of turbulent confined jets, *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, Vol. 47(8), pp. 1234-1245.

Kays, W.M., Crawford, M.E. & Weigand, B. (2005). *Convective Heat and Mass Transfer*, 4th ed., McGraw-Hill, 512 p.

Lampio, K. (2012). *Jäähdytys-elementin lämmönsiirto*, diplomityö, Tampereen teknillinen yliopisto, Tampere, 60 s.

Li, C. & Li, Y.Z. (2011). Investigation of entrainment behavior and characteristics of gas-liquid ejectors based on CFD simulation, *Chemical Engineering Science*, Vol. 66(3), pp. 405-416.

Li, C., Li, Y. & Wang, L. (2012). Configuration dependence and optimization of the entrainment performance for gas-gas and gas-liquid ejectors, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 48pp. 237-248.

Liu, H., Winoto, S.H. & Shah, D.A. (1997). Velocity measurements within confined turbulent jets: Application to cardiovalvular regurgitation, *Annals of Biomedical Engineering*, Vol. 25(6), pp. 939-948.

Mills, A.F. (1999). *Basic heat and mass transfer*, 2nd ed., Prentice Hall, Upper Saddle River (NJ), 1000 p.

Mohammed, H.A., Campo, A. & Saidur, R. (2010). Experimental study of forced and free convective heat transfer in the thermal entry region of horizontal concentric annuli, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 37(7), pp. 739-747.

Oosthuizen, P.H. & Carscallen, W.E. (2013). *Introduction to Compressible Fluid Flow*, 2nd ed., CRC Press, 558 p.

Or, C.M., Lam, K.M. & Liu, P. (2011). Potential core lengths of round jets in stagnant and moving environments, *Journal of Hydro-environment Research*, Vol. 5(2), pp. 81-91.

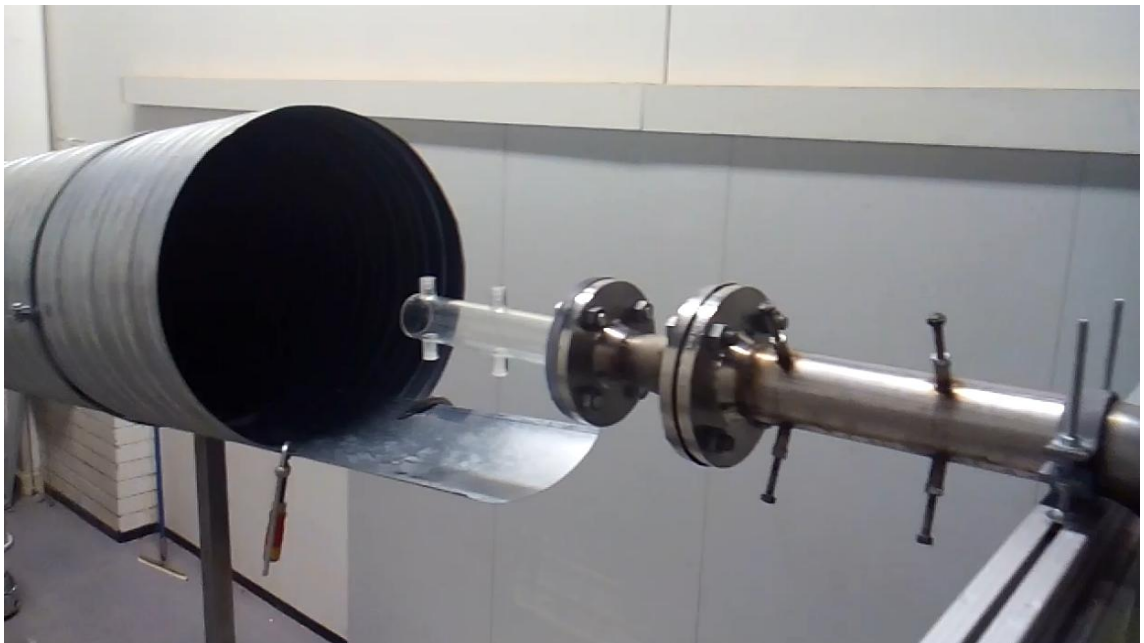
Otobe, Y., Kashimura, H., Matsuo, S., Setoguchi, T. & Kim, H.-. (2008). Influence of nozzle geometry on the near-field structure of a highly underexpanded sonic jet, *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 24(2), pp. 281-293.

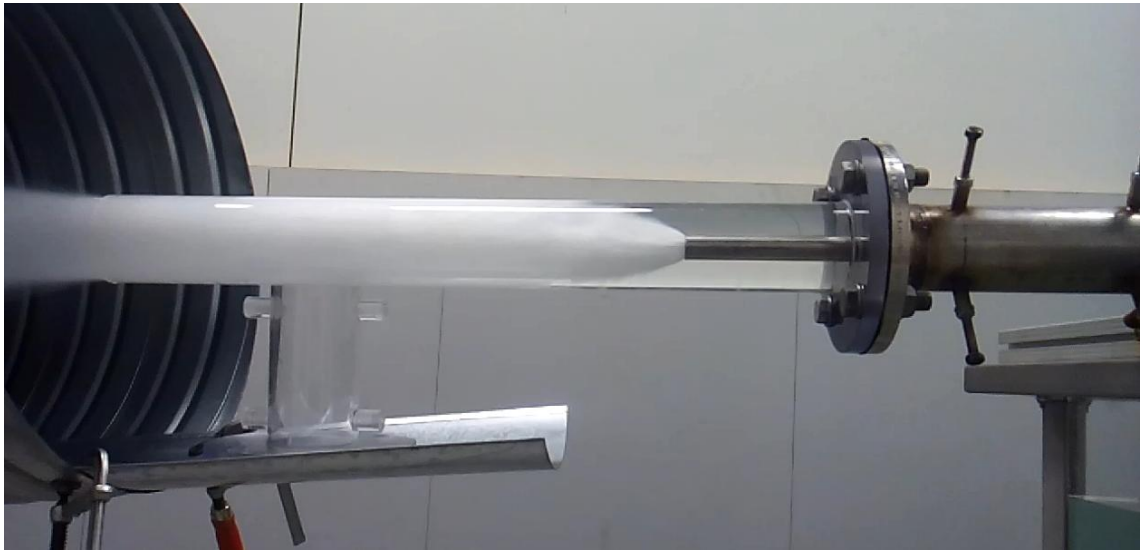
Shah, R.K. & London, A.L. (1978). *Advances in HEAT TRANSFER*, in: *Laminar Flow Forced Convection in Ducts*, Academic Press.

Woldesemayat, M.A. & Ghajar, A.J. (2007). Comparison of void fraction correlations for different flow patterns in horizontal and upward inclined pipes, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 33(4), pp. 347-370.

Xu, Y., Fang, X., Su, X., Zhou, Z. & Chen, W. (2012). Evaluation of frictional pressure drop correlations for two-phase flow in pipes, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 253pp. 86-97.

LIITE A: KUVIA KOKEISSA KÄYTETYSTÄ KAASU-NESTE-SUIHKUPUMPUSTA





LIITE B: SUOLASULAN AINEOMINAISUUDET

	Suolasulan aineominaisuudet
Suolasulan jähmettymislämpötila	$T_{kuona} = 760\text{ °C}$
Lämmönjohtavuus (kiinteä)	$k_{jähm} = 1\text{ W/(m * K)}$
Lämmönjohtavuus (neste)	$k_{sula} = 0,45\text{ W/(m * K)}$
Ominaislämpökapasiteetti	$c_p = 1800\text{ J/kg}$
Tiheys	$\rho_{sula} = 1800\text{ kg/m}^3$
Dynaaminen viskositeetti	$\mu_{sula} = 10 * 10^{-3}\text{ kg/(m * s)}$